

Experimentelle Untersuchung der Flammenpropagation in partiell vorgemischten Freistrahlen

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

M.Sc. Johannes Julian Weinkauff

aus Friedberg (Hessen)

Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. A. Dreizler
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Stefan Will
Tag der Einreichung:	24. Oktober 2016
Tag der mündlichen Prüfung:	18. Januar 2017

Darmstadt 2017

D17

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	IV
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Stand der Forschung	4
1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit	7
2 Grundlagen	9
2.1 Fluidmechanik	9
2.1.1 Erhaltungsgleichungen	9
2.1.2 Turbulenz	11
2.2 Verbrennung	16
2.2.1 Reaktionskinetik	17
2.2.2 Allgemeine Begriffsdefinitionen	19
2.2.3 Bilanzgleichungen	20
2.3 Klassifizierung von Flammen	22
2.3.1 Vorgemischte Verbrennung	23
2.3.2 Nicht vorgemischte Verbrennung	27
2.3.3 Partiiell vorgemischte Verbrennung	29
2.4 Flammenpropagation	30
3 Lasermesstechnik	33
3.1 Bildgebende Diagnostik	34
3.1.1 Eigenschaften von Kamerasystemen	35
3.1.2 Bildverarbeitung	39
3.2 Partikelbasierte Verfahren	39
3.2.1 Partikel	40
3.2.2 Mie-Streuung	42
3.2.3 Particle Image Velocimetry	43
3.2.4 Stereoskopische Particle Image Velocimetry	45
3.2.5 Bildsegmentierung mittels Detektion des Partikeldichtesprungs	47
3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)	47
3.3.1 Laserinduzierte Fluoreszenz von Indikatormolekülen	51
4 Experimenteller Aufbau und Datenauswertung	55
4.1 Grundlegende Fragestellung	55
4.2 Wissenschaftlicher Kontext	56

4.3	Experimenteller Aufbau und Durchführung	57
4.3.1	Kanonischer Freistrahlbrenner	57
4.3.2	Laseraufbau	60
4.3.3	Kameraaufbau	63
4.3.4	Versuchssteuerung	65
4.4	Datenauswertung	66
4.4.1	Strömungsfeld	68
4.4.1.1	Flammenfront	68
4.4.1.2	Flammenfrontpropagation	70
4.4.2	Mischungsfeld	72
4.4.2.1	Datenpräparation	72
4.4.2.2	Zweidimensionale Mischungsbruchverteilung	76
4.4.3	Kombinatorische Datenauswertung	80
4.4.3.1	Detektion des Flammenausbreitungsbereichs	80
4.4.3.2	Auswertung der flammennormalen Felddaten	82
5	Ergebnisse und Diskussion	83
5.1	Isotherme Freistrahлströmung und -mischung	83
5.1.1	Mittlere Größenverteilungen	83
5.1.1.1	Strömungsfeld	84
5.1.1.2	Mischungsfeld	85
5.1.2	Instantane Verteilungen von Mischungs- und Strömungseigenschaften	88
5.2	Reagierende Strömung	89
5.2.1	Strömungs- und Mischungsfeld an der Flammenspitze	93
5.2.2	Einzelsequenzanalyse	94
5.2.3	Analyse des reaktiven Propagationspotenzials	109
5.2.3.1	Reaktives Propagationspotenzial im Einzelbild	110
5.2.4	Datenkonditionierung auf den Reaktionsbereich	114
5.3	Fazit	116
6	Zusammenfassung & Ausblick	119
	Literaturverzeichnis	124

Nomenklatur

Große lateinische Buchstaben		Einheit
\dot{Q}	Externe Enthalpiequelle oder -senke	$\text{J/m}^3 \cdot \text{s}$
A	Anregungsterm	a.u.
A	Präexponentieller Faktor der Arrheniusgleichung	—
A_{ij}	Einstein-A-Koeffizient	—
B_{ij}	Einstein-B-Koeffizient	—
C	Kohlenstoff	—
D	Detektionsterm	a.u.
D	Diffusionskoeffizient	m^2/s
E	Emissionsterm	a.u.
E	Energie	J
F	Detektierter Spektralanteil	—
H	Wasserstoff	—
I	Abbildung	—
I	Intensität	a.u.
K	Korrelation	—
M	Molare Masse	kg/mol
M_0	Abbildungsmaßstab	—
N	Stickstoff	—
N	Stoffmenge	—
O	Sauerstoff	—
P	Punkt auf der Flammenfront	—
P_j	Dissoziationsterm im Zustand j	a.u.
Q_j	Stoßlöschungskonstante im Zustand j	$1/\text{s}$
R	Allgemeine Gaskonstante	$\text{J/mol} \cdot \text{K}$
R	Korrelationswert	—
S	Flammenfrontlinie	—
S	Signal	—
S	Spinquantenzahl	—
T	Temperatur	K
V	Diffusionsgeschwindigkeit	m/s
V	Messvolumen	m^3

W	Volumenkraft	$\text{m} \cdot \text{s}^2$
X	Koordinate der Objektebene	m
X	Molenbruch	—
Y	Koordinate der Objektebene	m
Y	Massenbruch	—
Z	Elementmassenbruch	—
Z	Koordinate der Objektebene	m
Z_0	Objektabstand	m

Kleine lateinische Buchstaben

Einheit

c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck	$\text{J/kg} \cdot \text{K}$
d	Durchmesser	m
e_{ij}	Dehnungsgeschwindigkeitstensor	s^{-1}
f	Brennweite	m
f	Frequenz	$1/\text{s}$
f_B	Boltzmann-Faktor	—
h	Lichtschnittöhe	m
h	Planck'sches Wirkungsquantum	$\text{J} \cdot \text{s}$
j	Diffusiver Stofftransport	$\text{mol/m}^2 \cdot \text{s}^2$
k	Geschwindigkeitskonstante	m/s
k	Turbulente kinetische Energie	$\text{m}^2 \text{s}^2$
l	Länge	m
m	Masse	kg
n	Anzahl	—
p	Druck	N/m^2
q	Enthalpiestrom	J/s
r	intermolekularer Abstand	m
s	Flammengeschwindigkeit	m/s
s	Lichtschnittdicke	m
s_a	Absolutgeschwindigkeit der Reaktion	m/s
s_c	Umsatzgeschwindigkeit der Reaktion	m/s
s_d	Eigengeschwindigkeit der Reaktion	m/s
t	Zeit	s
U	Hauptströmungsgeschwindigkeit	m/s
u	Geschwindigkeit	m/s^2
v	Volumen	m^3
w	Molare Produktionsrate	mol/s
x	Kartesische Koordinate	m
x	Koordinate der Bildebene	m
y	Koordinate der Bildebene	m

z	Koordinate der Bildebene	m
z_0	Bildabstand	m

Große griechische Buchstaben	Einheit
------------------------------	---------

Δh_f^{ref}	Bildungsenthalpie	J
Γ	Integral der spektralen Überlappung	—
Ω	Aufnahmewinkel	°
Ω_{ij}	Rotationsgeschwindigkeitstensor	s ⁻¹
Φ	Quanteneffizienz	—
Φ	Äquivalenzverhältnis	—
Ψ	Reaktives Propagationspotenzial	—
Θ	Reaktionsfortschritt	—

Kleine griechische Buchstaben	Einheit
-------------------------------	---------

α	Aufnahmewinkel (SPIV)	
β	Aufnahmewinkel (SPIV)	
χ	Skalare Dissipationsrate	1/s
δ_f	Thermische Flammendicke	m
$\dot{\omega}_m$	Chemischer Quellterm der Spezies m	kg/m ³ · s
$\dot{\omega}_T$	Thermischer Quellterm	kJ/m ³ · s
ϵ	Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie	m ² /s ³
ϵ	Effizienz	—
η	Dynamische Viskosität	kg/m · s
η	Umwandlungseffizienz von Photonen in Elektronen	—
γ	Scheimpflugwinkel	
λ	Wellenlänge	nm
λ	Wärmeleitfähigkeit	W/m · K
λ^*	erste Lamé-Konstante	N/m ²
$\mu_{i,j}$	Massenanteil des Elements i im Stoff j	—
ν	Frequenz elektromagnetischer Strahlung	1/s
ν	Kinematische Viskosität	m ² /s
ω_i	Wirbelstärke um die Achse i	s ⁻¹
ϕ	Strömungsbeschreibende Größe	—
π	Kreiszahl	—
ρ	Dichte	kg/m ³
$\sigma_{2D,min}$	Planare kompressible Streckungsrate	1/s
σ_{min}	Kompressible Streckungsrate	1/s
τ	Zeitspanne	s
τ_{ij}	Spannungstensor der Oberflächenkräfte	kg/m · s
ξ	Mischungsbruch	—

f_B	Boltzmann-Faktor	—
v	Vibrationsquantenzahl	—

Tiefgestellte Indizes

·fol	Folgevermögen
·Aceton	Aceton
·A	Aktivierung
·a	Elektronisch angeregter Zustand
·B	Brennstoff
·b	<i>engl.</i> backward
·coflow	<i>engl.</i> Coflow - Umgebungsstrom
·d	Detektor
·elek	elektronisch
·el	Elemente
·em	Emission
·ex	<i>engl.</i> excitation
·fluid	Fluid
·fl	Fluoreszenz
·F	Flamme
·f	<i>engl.</i> forward
·g	Grundzustand
·HS	<i>engl.</i> high-speed
·i,j,k	Indexwert (ganzzahlig)
·ign	<i>engl.</i> Ignition - Zündung
·int	Integral (Längen- und Zeitskalen)
·jet	<i>engl.</i> Jet - Freistrah
·kol	Kolmogorov (Längen- und Zeitskalen)
·krit	kritisch
·Laser	Laser
·LIF	Laserinduzierte Fluoreszenz
·lim	<i>engl.</i> limit
·LS	<i>engl.</i> low-speed
·L	Luft
·l	laminar
·Ox	Oxidator
·P	Partikel
·Reaktion	Reaktion
·ref	Referenz
·rot	rotatorisch
·r	Reaktionen

\cdot_{stoich}	Stöchiometrisch
\cdot_{st}	Stoffe
\cdot_S	<i>engl.</i> sampling
\cdot_s	Spezies
\cdot_t	turbulent
\cdot_u	unverbrannt
\cdot_{vib}	vibratorisch
\cdot_V	Vorsatz
\cdot_v	verbrannt

Hochgestellte Indizes

\cdot''	Endzustand
\cdot'	Ausgangszustand
\cdot^*	Angeregter Zustand
\cdot_{max}	Maximum

Operatoren und Symbole

Δ	Differenzenoperator	—
δ_{ij}	Kronecker-Symbol	—
ϵ_{ijk}	Permutationssymbol (Levi-Civita-Symbol)	—

Dimensionslose Kennzahlen

Da	Damköhler-Zahl	—
Ka	Karlowitz-Zahl	—
Le	Lewis-Zahl	—
Ma	Mach-Zahl	—
Pr	Prandtl-Zahl	—
Re	Reynolds-Zahl	—
Sc	Schmidt-Zahl	—

Abkürzungen

$2D2C$	Zweidimensional mit zwei (Geschwindigkeits-) Komponenten
$2D3C$	Zweidimensional mit drei (Geschwindigkeits-) Komponenten
CCD	<i>engl.</i> Charge Coupled Device
CMOS	<i>engl.</i> Complementary Metal Oxide Semiconductor
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DNS	Direkte numerische Simulation
HCCI	<i>engl.</i> Homogenous Charge Compression Ignition
ISC	<i>engl.</i> Intersystem Crossing
LIF	<i>engl.</i> Laser Induced Fluorescence

LPP	<i>engl.</i> Lean Premixed Prevaporized
MPFI	<i>engl.</i> Multi Port Fuel Injection
ND	<i>engl.</i> Number Density - Teilchenzahldichte
OHE	Objektivhauptebene
PIV	<i>engl.</i> Particle Image Velocimetry
PLIF	<i>engl.</i> Planar Laser Induced Fluorescence
RET	Rotatorischer Energietransfer
SE	Sensorebene
SNR	<i>engl.</i> Signal to Noise Ratio - Signal-zu-Rauschen-Verhältnis
SPIV	<i>engl.</i> Stereoscopic Particle Image Velocimetry
TPIV	<i>engl.</i> Tomographic Particle Image Velocimetry
VET	Vibratorischer Energietransfer

Kapitel 1

Einleitung

Die vorliegende Dissertation beschäftigt sich mit der experimentellen Untersuchung der zugrunde liegenden Wirkprinzipien der Propagation von Diffusionsflammen in Freistrahlsströmungen. Einleitend werden Motive und Ziele der wissenschaftlichen Verbrennungsforschung im Allgemeinen und der Untersuchung von Diffusionsflammen im Speziellen dargestellt. Anschließend wird der Stand der Forschung in Bezug auf das Thema der Arbeit umrissen. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Gliederung und der Formulierung der Ziele der Arbeit.

1.1 Motivation

Das Verständnis und die Beherrschung von Verbrennung ist seit jeher eine zentrale Herausforderung menschlicher Zivilisation. Auch wenn wissenschaftlich nicht abschließend geklärt ist, seit wann der Mensch und seine Vorfahren in der Lage waren, den Nutzen des Feuers zu begreifen, besteht Gewissheit, dass ohne diese Fähigkeit die menschliche Entwicklung, so wie sie heute erforscht werden kann, nicht stattgefunden hätte. Feuer spielt bei allen großen Meilensteinen der frühen Menschheitsgeschichte eine zentrale Rolle, etwa Werkzeuge und Jagdwaffen durch Feuer robuster und Lebensmittel durch Erhitzen besser genießbar oder durch Räuchern länger haltbar zu machen. Die Grundlage hierfür war die Erkenntnis, dass von Feuer nicht nur Gefahr ausgeht, sondern auch nutzbare Wärme und Licht. Es ist davon auszugehen, dass frühzeitliche Menschen irgendwann in Anbetracht eines (etwa durch Blitzschlag, Vulkanausbruch oder andere Naturgewalten ausgelösten) Feuers erkannten, dass zwar ein Waldbrand mit unmittelbarer Gefahr verbunden ist, jedoch ein einzelner brennender Ast durchaus ein nützlicher Wärmespender sein kann. In gewisser Weise gehört damit frühe empirische Verbrennungsforschung zu den ersten großen Errungenschaften der Menschheit.

Während die Verbrennung also in der menschlichen Frühzeit Schlüssel zu weiterer Entwicklung und der Besiedelung zuvor unbewohnbarer Gebiete war, gewann es bei der Verarbeitung von Rohstoffen wie zum Beispiel Metallerzen an Bedeutung. Hierbei wurden mehr und mehr Weiterentwicklungen von Feuerungsanlagen nötig, etwa um höhere Temperaturen zu erzeugen und damit haltbarere und festere Metalllegierungen zu produzieren. Fortschritte in der Verbrennungstechnik sorgten geschichtlich gesehen immer für große gesellschaftliche Entwicklungssprünge und für Vorteile gegenüber konkurrierenden

Gruppen. Die Verbesserungen in der Metallverarbeitung seit der Bronze- bzw. Eisenzeit, welche unmittelbare Vorteile bei kriegerischen Auseinandersetzungen mit sich brachten, sind großteils auf Entdeckungen und Optimierungen der Feuerungen zurückzuführen. Das bessere Verständnis von Verbrennung hat aber nicht nur militärische Vorteile. Spätestens seit Beginn der industriellen Revolution und der Entwicklung der Dampfmaschine sind Feuerungen die Grundlage von Wohlstand, Wachstum und Komfort für die westliche Welt geworden. Verbrennung ist nicht nur Schlüsseltechnologie zu weltweiter Mobilität durch Antriebe für Flugzeuge, Schiffe und Fahrzeuge, sondern auch die Grundlage für elektrische Versorgung sowohl privater Haushalte als auch industrieller Produktion.

Dabei hat sich der Schwerpunkt der Nutzung der Verbrennung von der überwiegenden Heizfeuerung hin zur Energieumwandlung und damit dem Antrieb weiterer Maschinen und Geräte verschoben. Größtenteils fossile Brennstoffe wie Erdöl, Kohle und Erdgas werden verbrannt, um die frei werdende chemische Energie in mechanische bzw. elektrische Energie umzuwandeln. Durch weltweites Bevölkerungswachstum und damit zunehmenden Wohlstandsbedarf hat sich hierdurch ein Ressourcen- und Schadstoffproblem ergeben. Dies äußert sich im weltweiten Primärenergieverbrauch, welcher trotz wachsendem Umweltbewusstsein und den damit verbundenen Effizienzsteigerungen und Einsparungen immer weiter ansteigt. Da der Energiebedarf fast ausschließlich durch die Verbrennung von Kohlenwasserstoffen gedeckt wird, steigen auch die klimaschädigenden CO_2 -Emissionen proportional.

Nach dem katastrophalen Reaktorunglück im japanischen Fukushima 2011 wurde in Deutschland, gegen den internationalen Trend, der Ausstieg aus der Kernenergienutzung beschlossen. Dies bedeutet trotz der Energiewende und dem damit verbundenen Ausbau der Energiegewinnung durch Nutzung von Wind-, Wasser- und Solarenergie zumindest kurz- bis mittelfristig eine weitere Konzentration auf die Nutzung fossiler Brennstoffe, da die Energieversorgung aufgrund mangelnder Energiespeicherinfrastruktur von Wettereinflüssen unabhängig durch konventionelle Kohle- und Gaskraftwerke sichergestellt werden muss. Doch selbst wenn die Stromerzeugung durch Weiterentwicklungen umgestellt und sämtliche Fahrzeuge, Flugzeuge und Schiffe mit elektrischen Antrieben ausgestattet werden können, bleibt ein bedeutender Anteil des Energiebedarfs unbetrachtet. Industrie- und Prozessfeuerungen sind bisher aus Wettbewerbsgründen von den mit der Energiewende in Verbindung stehenden Emissionsvermeidungsversuchen großteils ausgeschlossen, ihr Anteil an der Gesamtemission von Schadstoffen und Kohlendioxid wird bisher nicht berücksichtigt. Unter anderem aus Sicherheitsgründen basieren viele industrielle Feuerungssysteme auf partiell oder nicht vorgemischter Verbrennung, sogenannten Diffusionsflammen.

Ein Beispiel für die industrielle Anwendung von Diffusionsflammen ist die Zementproduktion. Zement ist als Basis für beinahe ausnahmslos alle Bauprojekte ein Rohstoff, der wie kaum ein anderer mit wirtschaftlichem Wachstum bzw. dem Wohlstand einer Gesellschaft verbunden ist. Je mehr eine Gesellschaft wächst, desto mehr wird gebaut und desto mehr Zement wird benötigt, da es keine ernsthaft in Betracht kommenden Substitutionsprodukte gibt. Gleichwohl ist die Herstellung von Zement mit einem hohen energetischen Aufwand verbunden, da die Rohmaterialien (Kalkstein, Ton, Sand und Eisenerz) in einem sogenannten Drehrohrofen zu Zementklinker gebrannt werden müssen. Dabei müssen etwa 2500-3000 Megajoule Wärmeenergie pro Tonne produziertem

Zement aufgewendet werden [56]. Bei Absatzmengen von über 30 Millionen Tonnen Zement im Jahr 2013 in Deutschland wird deutlich, dass bereits dieser eine Industriezweig einen erheblichen Anteil am Gesamtenergiebedarf Deutschlands ausmacht. Verbrennung auf Diffusionsflammenbasis findet demnach flächendeckend intensive Anwendung. Neben dem Umweltaspekt, der Vermeidung von Emissionen, ist die Optimierung dieser Verbrennungssysteme hinsichtlich Effizienz ein wirtschaftlicher Zwang, da mit steigenden Energie- bzw. Brennstoffkosten auch die Produktionskosten steigen. Einsparungen bedeuten einen eindeutigen Wettbewerbsvorteil.

Grundlagenorientierte Verbrennungsforschung im Allgemeinen und Weiterentwicklungen von technischen Verbrennungssystemen im Speziellen sind daher auch vor dem Hintergrund von Energie- und Mobilitätswende keineswegs Themen aus der Vergangenheit. Dabei kann Grundlagenforschung auf mehreren Ebenen erfolgreich sein. Zum einen ist dies die direkte Gewinnung von Erkenntnissen, welche zur Optimierung von Prozessen und Produkten beitragen, die ursprünglich Ziel der Forschung waren. In vielen Fällen profitieren auch Forschungs- oder Entwicklungsbereiche, welche zunächst gar nicht im Fokus der Untersuchung lagen. Außerdem ist das methodische Wissen, welches zur Beantwortung der eigentlichen Frage aufgebaut wurde, von großem Wert, wenn es anschließend auf andere Probleme angewendet werden kann. Nicht zuletzt kann auch Scheitern wissenschaftlich wertvoll sein, wenn es dazu beiträgt zukünftig Fehler zu vermeiden oder bestimmte, durch die Forschung falsifizierte Sachverhalte auszuschließen. Laserdiagnostische Verbrennungsforschung schließt in der Regel eine Mischung dieser Wirkebenen der Grundlagenforschung ein. Die Ziele laserdiagnostischer Verbrennungsforschung lassen sich allgemein anhand ihres Abstraktionsgrades in drei Gruppen einteilen:

- Erlangung eines grundlegenden Verständnisses von Verbrennungsprozessen,
- Bereitstellung von Validierungsdaten für die Entwicklung numerischer Verbrennungsmodelle,
- Entwicklung von Methoden zur Untersuchung praktischer Phänomene und zur Prozesskontrolle.

Diese Arbeit beleuchtet im Kontext frei propagierender Flammen die Interaktion von Reaktion, Strömung und Mischung. Hierzu bietet sich die Konfiguration der abgehoben brennenden Freistrahlf Flamme auf Grund ihrer optischen Zugänglichkeit an. Abgehoben brennende Freistrahlf lamm en waren darüberhinaus in der Vergangenheit bereits Thema einer Vielzahl von Publikationen, da sie einfache Testfälle darstellen, jedoch viele Merkmale technisch relevanter Flammen zeigen. Ziel ist es, das theoretische Gesamtbild von Freistrahlf lamm en zu vervollständigen und Wirkketten, die zu Erfolg oder Misserfolg von Flammenpropagation führen, zu identifizieren. In diesem Zusammenhang werden verschiedene laserdiagnostische Systeme kombinatorisch und synchron eingesetzt, um zeitaufgelöst in einer Messebene Verteilungen von Mischungsbruch und Strömungsgeschwindigkeit sowie die Flammenposition zu erfassen. Teilweise werden die betreffenden Methoden erstmals kombinatorisch in reaktiver Umgebung eingesetzt. Nicht zuletzt soll die Arbeit auch Hinweise liefern, ob und gegebenenfalls wie das Messsystem zu optimieren ist, um Validierungsdaten für numerische Simulationen der Flammenpropagation zu erzeugen.

1.2 Stand der Forschung

Die Untersuchung von Propagation und Stabilisation nicht oder partiell vorgemischter Freistrahlfammen (auch Freistrahldiffusionsflammen genannt) ist für die Verbrennungsforschung von hoher Relevanz. Flammenkonfigurationen, in denen Prozesse vergleichbar zu Laborflammen ablaufen, finden sich in vielen technischen Anwendungen. Ergebnisse lassen sich in eine Vielzahl von ingenieurstechnischen Entwicklungsaufgaben übertragen. So sind etwa in der Entwicklung von Industriebrennern, Heizfeuerungen, Dieselmotoren und jeder Art von Hausfeuerung detaillierte Kenntnisse über das Verhalten der Flamme bei Zündung und Propagation notwendig, um aktuelle und zukünftige Abgasgrenzwerte sowie Kosten- und Verbrauchsziele einzuhalten. Beim Wiederanzünden erloschener Strahltriebwerke im Flug und bei der Entwicklung moderner Brennverfahren mit Direkteinspritzung in Ottomotoren sind Flammenpropagationsvorgänge in stratifizierten Mischungen designkritische Fragestellungen [77, 134]. Die experimentelle Untersuchung von kanonischen Testkonfigurationen kann zum breiteren Verständnis der ablaufenden physikalischen Vorgänge, aber auch zur Entwicklung von Verbrennungsmodellen für die numerische Simulation im kommerziellen Entwicklungsprozess der verschiedenen Anwendungen beitragen [16].

Die einzelnen physikalischen Teilprozesse, die das Verhalten turbulenter Flammen in inhomogenen Mischungen beeinflussen, sind Mischung, Reaktion und Strömung. Sie sind nicht voneinander unabhängig betrachtbar, wie Abbildung 1.1 beispielhaft anhand einer Reihe von gegenseitigen Beeinflussungen zeigt. Diese sogenannte Kopplung der Prozesse macht die experimentelle sowie auch die analytische und numerische Untersuchung von Verbrennungsprozessen zur Herausforderung. Hinzu kommt, dass anders als beispielsweise in der Aerodynamik, keine Skalierungsannahmen wie etwa Reynolds- oder Mach-Ähnlichkeit getroffen werden können, welche es ermöglichen, zumindest die zeitliche Änderung des Systems verlangsamt zu betrachten, da die chemische Reaktion in einer Flamme sich nicht zeitlich steuern lässt. Aus diesem Grund ist es zur Erlangung von grundsätzlichem Verständnis notwendig, möglichst alle Teilphänomene mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung zu erfassen.

Die Historie experimenteller Untersuchungen an abgehoben stabilisierten oder frei propagierenden Freistrahldiffusionsflammen ist lang. In einem Übersichtsartikel [94] fasst Pitts die ersten Ergebnisse laseroptischer Messungen sowie Theorien zu den Mechanismen zum Flammenabheben und -ausblasen zusammen. Schefer [111] zeigt anhand von Chemielumineszenzaufnahmen und kombinierten Fluoreszenz-/Ramanstreuungsmessungen die komplexe dreidimensionale Struktur und Asymmetrie dieser Flammenklasse. Ein bedeutendes theoretisches Konzept zur Beschreibung der Flammenstruktur an der Spitze von frei propagierenden oder abgehoben stabilisierten Diffusionsflammen stellt die Vorstellung einer „Tripel-Flamme“ dar, welche besagt, dass sich die Flamme aus einer zentralen Zone maximalen Reaktionsumsatzes, in der stöchiometrienähe Bedingungen vorliegen, sowie davon ausgehend aus einem brennstoffreichen und einem brennstoffarmen Ast zusammensetzt. Die genaue Ausprägung dieser Flammenstruktur ist vom umgebenden Strömungsfeld abhängig. In turbulenten Fällen sind die einzelnen Äste oft nicht mehr erkennbar, sie fallen zu einer „Edge-Flamme“ zusammen, wie Buckmaster [23] zeigt. Die Struktur dieser Flammen kann sehr stark variieren, wie auch Vervisch et. al [137] darlegten. Mit Fokus auf neue Erkenntnisse, welche die Weiterentwicklung der Hochgeschwindigkeitslasermesstech-

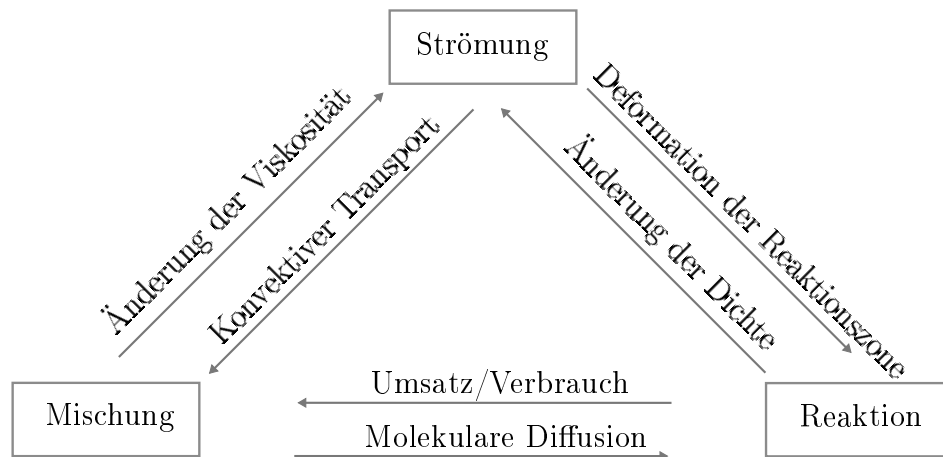


Abbildung 1.1: Gegenseitige Beeinflussungen der physikalischen Teilprozesse einer Reaktion gasförmiger Brennstoffe in inhomogener Mischung bei turbulenter Strömung.

nik ermöglicht, überblickt Lyons [73] Theorien und Erklärungsmodelle, welche laminare und turbulente abgehoben stabilisierte Freistrahldiffusionsflammen sowie deren Propagation behandeln. Ein weiteres Übersichtspapier hierzu stellt [70] dar.

Die Anzahl von Übersichtsartikeln [23, 70, 73, 94] ist Anzeichen dafür, dass dieses Forschungsgebiet bei Weitem nicht als abgeschlossen betrachtet werden kann. Auch wird die Annahme, dass nicht vorgemischte Verbrennung vor Allem durch die Mischung gesteuert wird, als überdenkenswertes Paradigma betrachtet [14]. Fortschritte in der Entwicklung laserdiagnostischer Untersuchungsmethoden ermöglichen in zunehmendem Maße, neue Erkenntnisse zu sammeln. So erlauben moderne Messmethoden, deren Anwendung in den vergangenen Jahren für reaktive Bedingungen demonstriert werden konnte, die Messung räumlicher Geschwindigkeits- und Skalarverteilungen [12, 13, 141–143], auch zeitaufgelöst [28]. Außerdem bieten kombinatorische Messungen, bei denen mehrere Diagnostiksysteme simultan und synchron eingesetzt werden, die Möglichkeit, multiple Größen und deren Wechselwirkungen zu untersuchen [27, 45, 144]. Mit diesen neuen Werkzeugen eröffnet sich für die experimentelle Verbrennungsforschung die Tür zur Untersuchung von transienten und stochastischen Phänomenen, deren Untersuchung bisher nicht möglich erschien. Zu diesen Phänomenen zählt auch die Flammenpropagation in stratifizierten Mischungen.

Abgehobene Freistrahldiffusionsflammen lassen sich gemäß ihres „Lebensalters“ in drei Phasen unterscheiden, welche in der Regel getrennt voneinander untersucht werden. Da ist zunächst die Zündung, welche entweder durch Einbringen externer Zündenergie (Fremdzündung) oder durch Selbstzündung erfolgt. Hierbei geht ein zuvor nicht reagierendes (Fremdzündung) oder langsam reagierendes (Selbstzündung) System in einen voll reagierenden Verbrennungszustand über [77]. Voraussetzung für Selbstzündung sind erhöhter Druck und/oder erhöhte Temperatur am Zündungsort. Diese Arbeit beschäftigt sich mit fremdgezündeten Systemen bei Umgebungsdruck und ohne Vorheizung. Für diese Fälle schließt sich an die Einbringung der Zündenergie am Zündort die näherungsweise zirkuläre

Ausbreitung eines Flammenkerns an [6, 77]. Die zirkulare Ausbreitung des Flammenkerns geht anschließend in eine vom vorliegenden Mischungsfeld abhängige freie Propagationsphase der Flamme über. In nicht vorgemischten turbulenten Freistrahlsströmungen ist die Mischungsverteilung weit stromab der Austrittsdüse räumlich stark inhomogen. Schichten sehr brennstoffreichen Gemischs wechseln sich mit sehr brennstoffarmen ab, was auch als Stratifizierung bezeichnet wird [29]. Nach [77] propagiert die Flamme in diesem Mischungsfeld in alle Richtungen weiter, solange sich das Gemisch innerhalb der Brennbarkeitsgrenzen befindet. Solange diese Voraussetzung gegeben ist, propagiert die Diffusionsflamme lokal wie eine Vormischflamme. Die Propagationsphase der Flamme wird durch die Stabilisation abgeschlossen. Für diese Phase und die zugrunde liegenden Mechanismen gibt es eine Reihe von Modellvorstellungen [70, 73, 94] sowie Untersuchungen [45, 124, 133], wobei eine abschließende Beantwortung der Frage nach dem „richtigen“ Modell noch aussteht. Da das Kernthema der vorliegenden Arbeit die Flammenpropagation ist, werden im Folgenden bisherige Forschungsergebnisse bezüglich dieser Thematik zusammengefasst.

Flammenpropagation Instationäre Effekte in technischen Flammen stellen sowohl experimentelle als auch numerische Studien vor erhebliche Herausforderungen. Die stochastische Natur dieser Phänomene erfordert große zeitliche und räumliche Dynamikbereiche, welche in hohen Aufnahmezeiten bzw. kurzen Zeitschrittwerten resultieren. Für einige dieser Effekte, wie etwa die Stabilisation von abgehoben brennenden Freistrahlfammen, können die damit verbundenen Probleme durch Phasenmittelungen adressiert werden, da sich statistisch stationäre Mittelwerte, wie etwa eine mittlere Abhebehöhe, definieren lassen. Untersuchungen derartiger Prozesse sind in Kapitel 4 des Buchs von Peters [92] aufgeführt. Hochgeschwindigkeitslaserdiagnostik lässt seit Beginn der 2000er Jahre zunehmend auch die Untersuchung von Prozessen zu, die weniger gut vorhersagbar sind. Santoro und Mitarbeiter [109] nutzten eine Kombination aus Laser-Doppler-Geschwindigkeitsmesstechnik, Flammeneigenleuchten und Laserinduzierter Fluoreszenz von Formaldehyd zur Bestimmung von planaren Propagationsgeschwindigkeiten in einer Gegenstromkonfiguration. Amantini et al. [8] zeigten die Verteilung von Propagationsfrontgeschwindigkeiten und Hinweise für unterschiedliche Propagationsmodi an den Kanten von Flammenlöchern, welche durch gezielte Störung der Reaktionsfront durch Wirbelstrukturen provoziert wurden. Aus den Veröffentlichungen der Gruppe um Mastorakos [6, 24, 77] werden einerseits bestimmte wiederkehrende Muster und Abhängigkeiten, aber auch Diversität und Forschungsbedarf deutlich. Das Übersichtspapier [77] zeigt zudem Möglichkeiten zur Klassifizierung der Flammenpropagation auf. Trunk et al. [131, 132] verdeutlichen durch die Messung der dreidimensionalen Eigengeschwindigkeit einer vorgemischten expandierenden Flamme den dreidimensionalen Charakter der Flammenpropagation. Mizobuchi et al. veröffentlichten eine Reihe von Studien, in denen abgehobene Freistrahldiffusionsflammen mit Direkter Numerischer Simulation (DNS) beschrieben werden [82–84].

1.3 Zielsetzung und Aufbau der Arbeit

Das Thema der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der Propagation von partiell vorgemischten Freistrahlfammen. Zu diesem Zweck werden zunächst die Größen ermittelt, welche für die Interaktion von Strömung, Mischung und Flamme charakterisierend sind. Anschließend wird auf dieser Basis ein Versuchsaufbau erarbeitet, welcher unter den gegebenen Randbedingungen die simultane Messung einer möglichst großen Anzahl dieser Parameter zulässt. Dabei ist sowohl der monetäre Aufwand als auch der Aspekt der Sicherheit der Versuchsdurchführung genauso zu beachten wie eine hohe Präzision der einzusetzenden Messverfahren. Da moderne Hochgeschwindigkeitsmessverfahren in kurzer Zeit große Datenmengen produzieren, liegt besonderes Augenmerk auf der Analyse der ermittelten Messdaten und der Entwicklung von Strategien zur automatischen Verarbeitung der Ergebnisse. Das Ziel der Arbeit ist die Vervollständigung des theoretischen Bildes partiell vorgemischter Verbrennung sowie die Identifikation von Prinzipien und Wirkketten, welche instationäre Phänomene in Freistrahlfammen bestimmen.

Die Arbeit gliedert sich in sechs Kapitel. Im Anschluss an diese thematische Einleitung werden die theoretischen Grundlagen von technischen Strömungen und Verbrennung dargestellt, welche zur wissenschaftlichen Beschreibung von partiell vorgemischten Flammen nötig sind. Anschließend werden die im Zuge der Arbeit eingesetzten laserdiagnostischen Messverfahren detailliert erklärt. Das vierte Kapitel beschreibt den erarbeiteten Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung sowie die Verarbeitung der ermittelten Rohdaten. Im fünften Kapitel werden die ermittelten einzelnen Messgrößen miteinander in Beziehung gesetzt. Die Interpretation der Versuchsergebnisse erfolgt sowohl auf der Basis einzelner Sequenzen als auch statistisch unter Berücksichtigung eines Ensembles von Propagationsereignissen. Eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf weitere Möglichkeiten zur Untersuchung von Propagationsphänomenen bilden den Abschluss der Arbeit.

Kapitel 2

Grundlagen

Die in dieser Arbeit diskutierten Flammenpropagations- und -stabilisationsphänomene sind die Folge der Zündung eines partiell vorgemischten, stark stratifizierten Brennstoff-Oxidator-Gemischs in turbulenter Strömung durch Einbringen einer lokalen Energieüberhöhung in Form eines Zündfunken (Fremdzündung). Diffusion von Brennstoff- und Oxidatorstrom, turbulente Strömung und chemische Reaktion (Verbrennung) interagieren wechselseitig und beeinflussen das Verhalten der Flamme. Dies erschwert die theoretische und numerische Beschreibung dieses gekoppelten Problems. Grundlagenorientierte experimentelle Untersuchungen, wie die in dieser Arbeit vorgestellten, dienen einerseits dem besseren allgemeinen Verständnis dieser Prozesse, andererseits der Entwicklung und Validierung reduzierter Modelle, die eine numerische Vorhersage des Verhaltens von technisch relevanten Verbrennungssystemen wirtschaftlich möglich machen.

In diesem Kapitel werden die physikalischen und chemischen Grundlagen für die im Folgenden diskutierten mess- und verbrennungstechnischen Gegebenheiten diskutiert. Das Kapitel beginnt mit einer Einführung der grundsätzlichen Beschreibungsweisen technischer Strömungen. Nach einem Einblick in die Grundzüge der Turbulenz wird analog die wissenschaftliche Beschreibungsweise der Verbrennung erläutert. Das Kapitel schließt mit einer Übersicht der Klassifikationsmöglichkeiten technischer Flammen und der Erläuterung von Grundbegriffen, die zur Charakterisierung propagierender Flammen benötigt werden.

2.1 Fluidmechanik

Im folgenden Abschnitt wird auf die theoretische Beschreibung von turbulenter Strömung eingegangen. Zunächst werden die zugrunde liegenden Bilanzgleichungen erläutert. Anschließend werden die Besonderheiten zeitlich veränderlicher Strömungssysteme und die Turbulenz diskutiert.

2.1.1 Erhaltungsgleichungen

Die grundlegende Annahme der Strömungsmechanik ist die sogenannte *Kontinuumshypothese*. Sie erlaubt es, eine Anzahl n von Molekülen zu einem „Flüssigkeitsteilchen“ zusammen-

menzufassen und ihren Zustand, zum Beispiel die Bewegung, durch die mittlere Größen der Molekülgruppe anzunähern. Die Annahme ist hinreichend genau, sofern die Abmessungen des Flüssigkeitsteilchens klein sind im Vergleich zu den äußeren Abmessungen des gesamten betrachteten Flüssigkeitsgebietes. Die Kontinuumsannahme erlaubt auf diese Weise die Beschreibung des gesamten Flüssigkeitsgebietes durch partielle Differentialgleichungen [120].

Massenerhaltung Die Massenerhaltungsgleichung oder auch *Kontinuitätsgleichung* besagt, dass die zeitliche Änderung der Dichte ρ in einem Flüssigkeitsteilchen gleich dem konvektiven Fluss über die Grenzen des Flüssigkeitsteilchens in Folge der aufgeprägten Geschwindigkeitskomponenten u_i in den Raumrichtungen x_i ist [120]. In ihrer differentiellen Form lautet sie:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0. \quad (2.1)$$

Impulserhaltung Die Impulserhaltungsgleichung erhält man aus der Bilanzierung der auf ein beliebiges System wirkenden äußeren und inneren Kräfte. Die generelle Aussage ist, dass der Gesamtimpuls eines geschlossenen Systems unveränderlich ist. Ursprung der Impulserhaltungsgleichung sind das zweite und dritte Newton'sche Axiom, wonach die zeitliche Änderung des Impulses gleich der Summe der äußeren Kräfte ist und sich bei ruhendem System innere und äußere Kräfte in Betrag und Richtung ausgleichen. In ihrer partiellen Form ist die Gleichung auch als *erste Cauchy'sche Bewegungsgleichung* bekannt [120].

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \rho W_i + \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} \quad (2.2)$$

In dieser materialunabhängigen Form, die für alle Kontinuen gilt, bezeichnet τ_{ij} den Spannungstensor der Oberflächenkräfte und W_i die angreifenden Volumenkräfte (äußere Kräfte). Für Newton'sche Fluide kann ein Bezug zwischen Scherspannungen und -geschwindigkeiten hergestellt werden. In diesem Materialgesetz bezeichnet p den Druck, λ^* die erste Lamé-Konstante und η die dynamische Viskosität des Fluids.

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \lambda^* \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + 2\eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.3)$$

Setzt man das Materialgesetz 2.3 in Gleichung 2.2 ein, so erhält man eine materialbezogene Form der Impulserhaltungsgleichung, welche als *Navier-Stokes-Gleichung* bekannt ist.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \rho W_i + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(-p + \lambda^* \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + 2\eta \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.4)$$

2.1.2 Turbulenz

„Turbulence theory finds itself in the odd situation of having to build on its main result while still struggling to understand it.“

(Alexandre Chorin, University of California, Berkeley)

Die bisher eingeführten Gleichungen sind unter Berücksichtigung der genannten Einschränkungen allgemeingültig. Es hat sich jedoch als zweckmäßig erwiesen, anhand bestimmter Merkmale zwischen *turbulenten* und *laminaren* Strömungen zu unterscheiden. Diese Unterscheidung geht in erster Linie auf die Arbeit [106] von Osborne Reynolds¹ zurück. Reynolds zeigte durch einen Färbeversuch in einem Wasserkanal, dass sich das Mischungsverhalten bei Erreichen einer bestimmten Strömungsgeschwindigkeit schlagartig ändert. Zur Veranschaulichung zeigt Abbildung 2.1 einen derartigen Umschlag in einer Freistrahlsströmung. Auf Basis dieser Untersuchungen wurde die später sogenannte Reynolds-Zahl Re , siehe Gleichung 2.5, eingeführt, welche als dimensionslose Kennzahl die an eine Fluidelement angreifenden Trägheits- und Zähigkeitskräfte in Relation setzt. Mittels der Reynolds-Zahl können geometrisch ähnliche Strömungskonfigurationen verglichen werden. Sie berechnet sich aus einer charakteristischen Länge l und Geschwindigkeit u sowie der dynamischen Viskosität η .

$$Re = \frac{u \cdot l}{\eta} \quad (2.5)$$

Obwohl es eine Unterscheidung zwischen turbulenter und laminarer Strömung gibt, fällt eine feste Definition der Turbulenz schwer. Zwar findet sich für viele Probleme die Definition einer kritischen Reynolds-Zahl Re_{krit} , bei deren Überschreiten sich das Strömungsverhalten ändert (vgl. die Änderung des Mischungsverhaltens in dem genannten Wasserfärbeversuch), jedoch ist dies normalerweise kein fester Wert. In der Praxis findet sich ein kritischer Re -Bereich, in dem sich kleine Störungen in der Strömung stärker auswirken als bei niedrigen Re -Zahlen. Aus diesem Grunde ist es sinnvoller, anstelle einer festen Definition grundlegende Eigenschaften der Turbulenz zu diskutieren.

Zufälligkeit Turbulente Strömungen sind durch dreidimensionale Strukturen unterschiedlicher Größe, Ausrichtung und Geschwindigkeit gekennzeichnet. Für einen orts- oder zeitfesten Betrachtungspunkt bedeutet dies, dass alle physikalischen Größen, welche die Strömung in diesem Punkt beschreiben, chaotischen Schwankungen unterliegen. Anstelle einer deterministischen Beschreibung der Zustandsgrößen bietet es sich daher an, statistische Methoden anzuwenden. So kann eine beliebige strömungsbeschreibende Größe ϕ , zum Beispiel: p, u, T, ρ , mittels der sogenannten *Reynolds'schen Zerlegung* (Gleichung 2.6) in einen zeitlichen Mittelwert $\bar{\phi}$ und einen zeitabhängigen Schwankungsanteil $\phi'(t)$ unterteilt werden.

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t) \quad (2.6)$$

¹britischer Physiker, 23. August 1842 - 21. Februar 1912

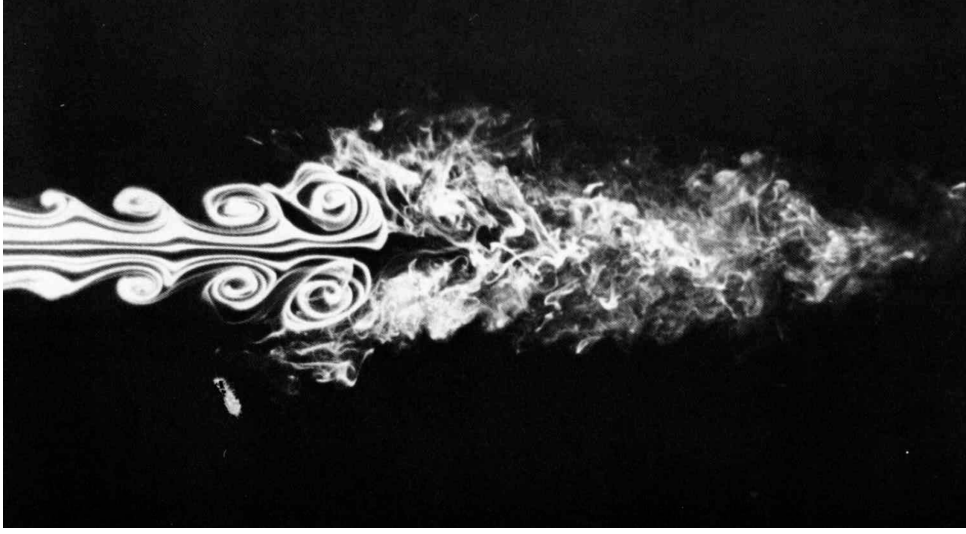


Abbildung 2.1: Instabilität und Umschlag von laminarer in turbulente Strömung in einer Freistrahlsströmung (aus [135]).

Der Mittelwert wird gebildet, indem der Grenzwert des Integrals für einen gegen Unendlich strebenden Zeitraum Δt der zeitabhängigen Größe $\phi(t)$ gebildet wird.

$$\bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) \quad (2.7)$$

Die zweite Komponente der Reynolds'schen Zerlegung ist die zeitabhängige Schwankungsgröße $\phi'(t)$. Diese kann mittels der Standardabweichung $\sigma(\phi(t))$ ausgedrückt werden. Die Standardabweichung ist in Gleichung 2.8 definiert.

$$\sigma(\phi(t)) = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi'^2(t) dt \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

Man kann die Reynolds'sche Zerlegung auch so interpretieren, dass die turbulenten Schwankungen einer zeitlich konstanten Strömung als hochfrequente Störung überlagert sind. Obwohl die strömungsbeschreibende Größe ϕ in einem Punkt stochastisch ist, ist sie oft weder zeitlich noch räumlich unabhängig. Wenn die turbulente Schwankung beispielsweise durch das Vorbeiziehen eines großen Wirbels am Betrachtungspunkt entsteht, so nimmt ϕ in einem benachbarten Punkt einen ähnlichen Wert an, ebenso wie ϕ an zwei Punkten ähnlich ist, die eine vergleichbare Lage zum Zentrum eines Wirbels haben. Die zeitliche und räumliche Abhängigkeit zweier Punkte $\phi(x_0, t_0)$ und $\phi(x_0 + \Delta x, t_0 + \Delta t)$ wird durch die Autokorrelationsfunktion $R_{ij}(x_0, t_0, \Delta x, \Delta t)$ (Gleichung 2.9) beschrieben. Es ist zu beachten, dass in der Regel entweder die *zeitliche Autokorrelation* ($\Delta x = 0$) oder die *räumliche Autokorrelation* ($\Delta t = 0$) betrachtet werden.

$$R_{ij}(x_0, t_0, \Delta x, \Delta t) = \frac{\overline{\phi'(x_0, t_0) \phi'(x_0 + \Delta x, t_0 + \Delta t)}}{\sqrt{\overline{\phi'^2(x_0, t_0)} \overline{\phi'^2(x_0 + \Delta x, t_0 + \Delta t)}}} \quad (2.9)$$

Diffusivität Turbulenz ist durch ein hohes Maß an Diffusivität geprägt. Die chaotischen Schwankungen einer turbulenten Strömung neigen dazu, sich in alle Raumrichtungen auszubreiten. Dies begünstigt unter anderem die Mischung verschiedener Ströme und erhöht den Austausch von Masse, Wärme und Impuls. Diese Eigenschaft der Turbulenz ist von grundlegender Bedeutung für viele Anwendungsfälle.

Dreidimensionalität Wie bereits erwähnt, sind turbulente Strömungen durch räumlich ausgedehnte Strukturen unterschiedlicher Größe charakterisiert. Diese Strukturen bewirken, dass sich die in Kapitel 2.1.1 angesprochenen Flüssigkeitsteilchen auf dreidimensionalen Bahnen bewegen.

„Das augenblickliche Geschwindigkeitsfeld in der Umgebung des Ortes \vec{x} ergibt sich als Überlagerung der Translationsgeschwindigkeit der Flüssigkeit mit der Dehnungsgeschwindigkeit in Richtung der Hauptachsen und der Rotationsgeschwindigkeit um diese Achsen.“ (*Fundamentalsatz der Kinematik* [120])

In diesem Kontext sind die Hauptachsen als die Achsen eines (gedachten) Koordinatensystems zu verstehen, in dem die Strömung keine Scherung aufweist. Der Fundamentalsatz der Kinematik erlaubt eine Zerlegung des Geschwindigkeitsfeldes in verschiedene Bewegungskomponenten. Dies bedeutet, in Gleichungsform überführt:

$$u_i(\vec{x} + d\vec{x}, t) = u_i(\vec{x}, t) + e_{ij}dx_j + \Omega_{ij}dx_j. \quad (2.10)$$

Hierin ist der Dehnungs- oder auch Deformationsgeschwindigkeitstensor e_{ij} definiert als:

$$e_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.11)$$

und der Rotationsgeschwindigkeitstensor Ω_{ij} als:

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (2.12)$$

Aus dem Rotationsgeschwindigkeitstensor 2.12 kann unter Zuhilfenahme des Permutationssymbols ϵ_{ijk} ² die Wirbelstärke ω_i um die Achse i berechnet werden.

$$\omega_i = \epsilon_{ijk} \Omega_{kj} \quad (2.13)$$

Isotropie Isotropie ist keine Eigenschaft turbulenter Strömungen. Vielmehr handelt es sich um eine vereinfachende Annahme, die zur Betrachtung häufig getroffen wird. Eine Strömung wird statistisch isotrop genannt, wenn sie statistisch unabhängig von Koordinatentransformationen wie Rotationen und Spiegelungen ist. Ganz allgemein bedeutet

² $\epsilon_{ijk} = 1$, wenn die Indizes (i, j, k) eine gerade Permutation bilden. $\epsilon_{ijk} = -1$, wenn sie eine ungerade Permutation bilden. Andernfalls $\epsilon_{ijk} = 0$.

die Annahme isotroper Turbulenz, dass die gemittelten Fluktuationen aller strömungsbeschreibenden Größen ϕ in den verschiedenen Koordinatenrichtungen betragsmäßig gleich groß sind.

$$\overline{\phi_1^2} = \overline{\phi_2^2} = \overline{\phi_3^2} \quad (2.14)$$

Für den Einzelfall ist zu prüfen, inwiefern diese Annahme gerechtfertigt ist. Dies kann zum Beispiel durch Anwendung der *räumlichen Autokovarianzfunktion*, welche auch als „Zweipunktkorrelation“ bezeichnet wird, erfolgen.

$$R_{ij}(x, \Delta x, t) = \overline{u_i(x, t) u_j(x + \Delta x, t)} \quad (2.15)$$

Besondere Wichtigkeit hat diese Annahme in der sogenannten *Kolmogorov'schen Hypothese lokaler Isotropie*, welche im Kontext der Energiekaskade turbulenter Strömung (Abschnitt 2.1.2) bedeutsam ist.

„Bei ausreichend großen Reynolds-Zahlen sind die kleinskaligen turbulenten Bewegungen statistisch isotrop.“ ([66] bzw. [67])

Dissipativität Betrachtet man die zeitliche Entwicklung turbulenter Strömungen, so fällt auf, dass die chaotischen Schwankungen mit der Zeit abnehmen, wenn dem System keine Energie mehr hinzugeführt wird. Der Nachlauf des Strahltriebwerks eines Flugzeugs ist beispielsweise unmittelbar hinter dem Flugzeug hochgradig turbulent. Wartet man jedoch, bis es sich entfernt, so beruhigt sich die Strömung an diesem Ort relativ schnell und wird wieder laminar, was besonders deutlich wird, da die sogenannten „Kondensstreifen“ lange deutlich abgegrenzt zur Umgebung sichtbar bleiben. Der Mischungsprozess würde bei turbulenter Strömung deutlich schneller voranschreiten. Als Ursache für dieses Verhalten sind Dissipationsvorgänge zu nennen. Zur Beschreibung dieser Vorgänge dient das Modell der *Energiekaskade turbulenter Strömung* (Energiekaskade), welches von Richardson [107] entwickelt und von Kolmogorov [65, 66] in den 1940er Jahren verfeinert wurde. Die grundsätzliche Vorstellung ist, dass die in den großen Strömungsstrukturen (Wirbeln) vorhandene kinetische Energie durch Wirbelzerfall sukzessive an kleinere Strukturen übertragen wird, bis die Strukturen und deren Bewegungen so klein geworden sind, dass molekulare Dissipation eine Rolle spielt und die Energie letztlich in innere Energie bzw. Wärme umgewandelt wird. In diesem Zusammenhang wird zunächst die turbulente kinetische Energie k sowie die Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie ϵ definiert.

$$k = \frac{\overline{u_i' u_i'}}{2} \quad (2.16)$$

$$\epsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \quad (2.17)$$

Zur Erläuterung der theoretischen Vorstellung der Energiekaskade dient Abbildung 2.2. Hier wird die enthaltene Energie über der Größe der Strömungsstrukturen dargestellt. Auf dieser Basis lässt sich das Energiespektrum turbulenter Strömungen in drei Bereiche aufteilen. In diesem Kontext macht es Sinn, verschiedene Längen- und Zeitskalen zu

definieren, welche die unterschiedlichen Energietransport- und -dissipationsbereiche abgrenzen.

Der erste Bereich, welcher auch *Injektionsbereich* oder *Produktionsbereich* genannt wird, umfasst die größten in der Strömung vorhandenen Strukturen und deren Bildung. Diese werden durch die *integralen Skalen* repräsentiert. Dies sind zum Beispiel Wirbel, die sich bei der Strömungsablösung an einem umströmten Körper (z. B. ein Profil, Zylinder, ...) oder in der Scherschicht zwischen unterschiedlich schnellen Strömen bilden. Die Größe dieser Strukturen ist durch die Geometrie des umströmten Körpers oder durchströmten Kanals festgelegt. Für viele einfache Modellgeometrien kann das integrale Längemaß l_{int} analytisch berechnet oder abgeschätzt werden. Bei idealer turbulenter Rohrströmung nimmt man etwa den Rohrdurchmesser als integrales Längenmaß an [97]. Für alle übrigen Fälle kann l_{int} aus der Zweipunktkorrelation (Gleichung 2.15) bestimmt werden. Das integrale Zeitmaß ist die Zeit, die ein Wirbel der Größe l_{int} benötigt, um sich mit seiner Geschwindigkeit u_{int} einmal um seine Hauptachse zu drehen. Analog zu l_{int} kann es mittels einer Zweipunktkorrelation berechnet werden.

$$l_{int} = \int_0^\infty R_{ij}(x, t, \Delta x) dx \quad (2.18)$$

$$t_{int} = \int_0^\infty R_{ij}(x, t, \Delta t) dt \quad (2.19)$$

$$u_{int} = \frac{l_{int}}{t_{int}} \quad (2.20)$$

An den Produktionsbereich schließt sich der *Zerfallsbereich* an. In diesem Bereich zerfallen die großen Strömungsstrukturen sukzessive zu immer kleineren, wobei die enthaltene kinetische Energie jeweils an die kleineren Strukturen übertragen wird. In diesem Bereich gilt unter der Annahme isotroper Turbulenz das von Kolmogorov [66] entdeckte $-5/3$ -Gesetz, welches besagt dass der Energieübertrag an die kleineren Skalen exponentiell mit dem Faktor $-5/3$ stattfindet. Dieser Wert findet sich entsprechend in der logarithmischen Ansicht der Energiekaskade als Geradensteigung des Energiespektrums im Produktionsbereich, siehe Abbildung 2.2.

Wenn die Strömungsstrukturen so weit zerfallen sind, dass auch viskose Kräfte eine Rolle spielen, ist der *Dissipationsbereich* erreicht. Hier wird die in den Wirbeln enthaltene kinetische Energie in Wärme dissipiert. Die kleinsten Wirbel haben eine charakteristische Größe von l_{kol} , welche *Kolmogorov'sches Längenmaß* genannt wird. Dabei ist l_{kol} wie das *Kolmogorov'sche Zeitmaß* t_{kol} und das *Kolmogorov'sche Geschwindigkeitsmaß* u_{kol} nur von der kinematischen Viskosität ν und der Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie ϵ abhängig. Es existieren keine kleineren Wirbel mehr, da die gesamte kinetische Energie in Wärme dissipiert wurde. Die Strömungsbewegung kommt zum Erliegen.

$$l_{kol} = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.21)$$

$$u_{kol} = (\epsilon \nu)^{\frac{1}{4}} \quad (2.22)$$

$$t_{kol} = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.23)$$

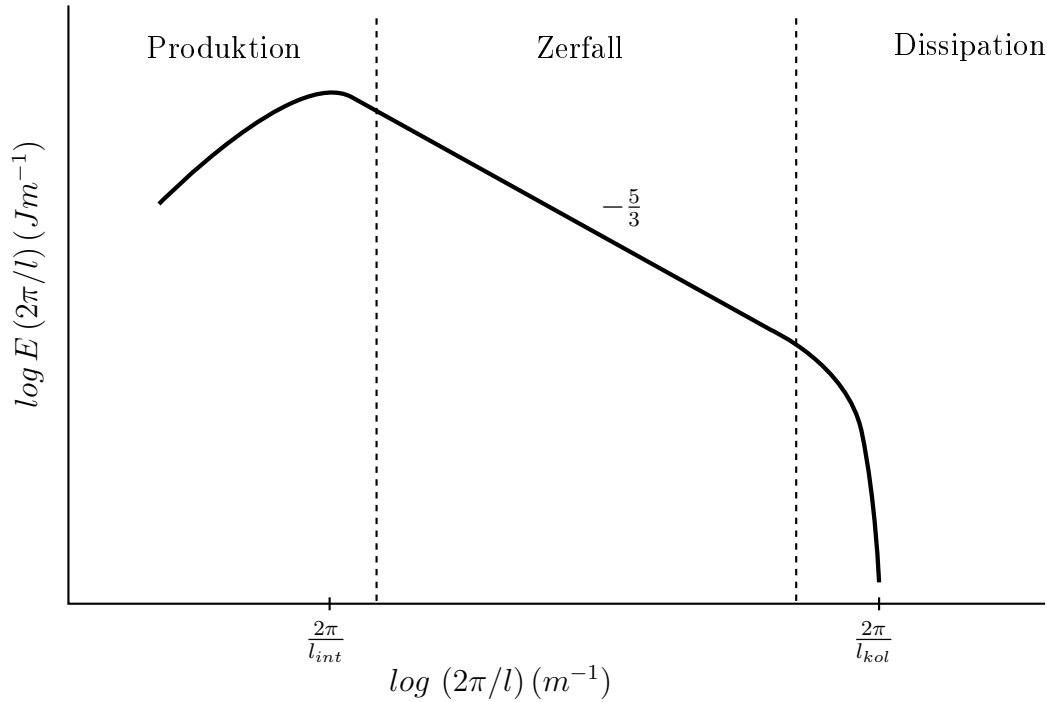


Abbildung 2.2: Energiekaskade turbulenter Strömung mit dem Kolmogorov'schen Längenmaß l_{kol} und dem integralen Zeitmaß l_{int} .

Schließlich wird die *turbulente Reynolds-Zahl* Re_t eingeführt. In Anlehnung an Gleichung 2.5 ist per Definition $Re_{t,krit} = 1$, Strömungen mit $Re_t < 1$ gelten als laminar, bei $Re_t > 1$ als turbulent. Die turbulente Reynolds-Zahl erlaubt eine direkte Verknüpfung der Zeit- und Längenskalen, es gilt: $t_{int}/t_{kol} = Re_t^{1/2}$ sowie $l_{int}/l_{kol} = Re_t^{3/4}$.

$$Re_t = \frac{l_{int} u'}{\nu} \quad (2.24)$$

Für detailliertere Studien der Turbulenz sei an dieser Stelle auf die entsprechenden Standardwerke [44, 97, 108, 125] verwiesen. In [68] findet sich ebenfalls eine sehr gut aufbereitete Übersicht der Thematik.

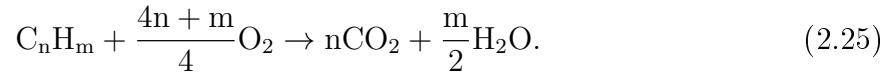
2.2 Verbrennung

In diesem Kapitel werden die Grundzüge der chemischen Vorgänge erläutert, welche den in dieser Arbeit behandelten Verbrennungsprozessen zugrundeliegt. Zunächst erfolgt eine Einleitung in die analytische Beschreibung von Verbrennungsreaktionen sowie eine allgemeine Begriffserklärung. Auf dieser Basis werden die Bilanzgleichungen, welche die numerische Beschreibung technischer Verbrennung ermöglichen, diskutiert. Anschließend werden technisch relevante Flammentypen klassifiziert sowie der Einfluss von turbulenter Strömung auf Flammen diskutiert. Das Kapitel schließt mit einer Einführung in die theo-

retische Beschreibung der in dieser Arbeit untersuchten Flammenpropagation in partiell vorgemischten Freistrahlfammen.

2.2.1 Reaktionskinetik

Verbrennung im technischen Sinne kann allgemeiner als *reaktive Strömung* beschrieben werden. Das grundlegende Prinzip bleibt - ob es sich um eine Nutzfeuerung wie beispielsweise einen Heizkessel oder die motorische Verbrennung oder ein Schadfeuer (z. B. ein Waldbrand) handelt - gleich: Ströme von Brennstoff und Oxidator kommen an einem bestimmten Ort zur Reaktion, wobei Wärme freigesetzt und eine Umwandlung der Ausgangsstoffe stattfindet. Im chemischen Sinne sind Reaktionen der Austausch bzw. die Rekombination von Atomen beim Stoß verschiedener Moleküle [139]. Vereinfachend kann man für diese Reaktionen sogenannte Bruttoreaktionsgleichungen angeben. Allgemein für Kohlenwasserstoffe der Form C_nH_m gilt etwa:



Hier wird der Kohlenwasserstoff als Brennstoff mit dem Oxidator Sauerstoff O_2 zur Reaktion gebracht und zu Kohlendioxid CO_2 und Wasser H_2O umgesetzt. Gleichung 2.25 repräsentiert die thermodynamische Sichtweise, bei der jeweils nur Anfangs- und Endprodukte sowie die freigesetzte Gesamtwärmemenge (hier nicht explizit dargestellt) betrachtet werden. Für die Verbrennungsforschung sind jedoch die vielen Elementarreaktionen, die zwischen den Reaktanden und Reaktionsprodukten stehen, von Bedeutung. Die Anzahl von Elementarreaktionen und deren zeitlicher Verlauf innerhalb einer Bruttoreaktion hängt grundsätzlich von der Molekülstruktur des Kohlenwasserstoffs sowie von den Randbedingungen (p, T, \dots) ab. Für eine Bruttoreaktion mit n_r einzelnen Elementarreaktionen können die molaren Konzentrationen c_m der n_s Spezies mittels der stöchiometrischen Koeffizienten ν'_m und ν''_m beschrieben werden [60, 139]:

$$\sum_{m=1}^{n_s} \nu'_{ml} c_m \rightleftharpoons \sum_{m=1}^{n_s} \nu''_{ml} c_m \quad l = 1, 2, \dots, n_r \quad (2.26)$$

Wie bereits erwähnt, ist der Ausgang einer chemischen Reaktion im Rahmen eines Verbrennungsprozesses ein Molekülstoß. Dieser findet zwischen zwei oder mehr Molekülen statt. Die Intensität des Stoßes beeinflusst den zeitlichen Verlauf der Reaktion. Über die sogenannte *Brown'sche Bewegung*, welche von Einstein [38] auch für die Molekularkinetik gezeigt werden konnte, kann die Stoßhäufigkeit direkt mit der Temperatur in Verbindung gebracht werden. Diesen Zusammenhang zwischen zeitlichem Verlauf und Temperatur der Reaktion erkannte auch Arrhenius und fasste ihn in der Gleichung 2.27 für die Geschwindigkeitskonstante k einer Elementarreaktion zusammen [9]. Hierin ist E_A die Aktivierungsenergie, namentlich die Energieschwelle, die überwunden werden muss, um die Reaktion in Gang zu setzen.

$$k = A \cdot e^{-\frac{E_A}{RT}} \quad (2.27)$$

Es ist zu beachten, dass der präexponentielle Faktor der Arrhenius-Gleichung A auch eine Temperaturabhängigkeit aufweist, die mit der Molekularität (uni-, bi- oder trimolekular) des Stoßes zusammenhängt [60].

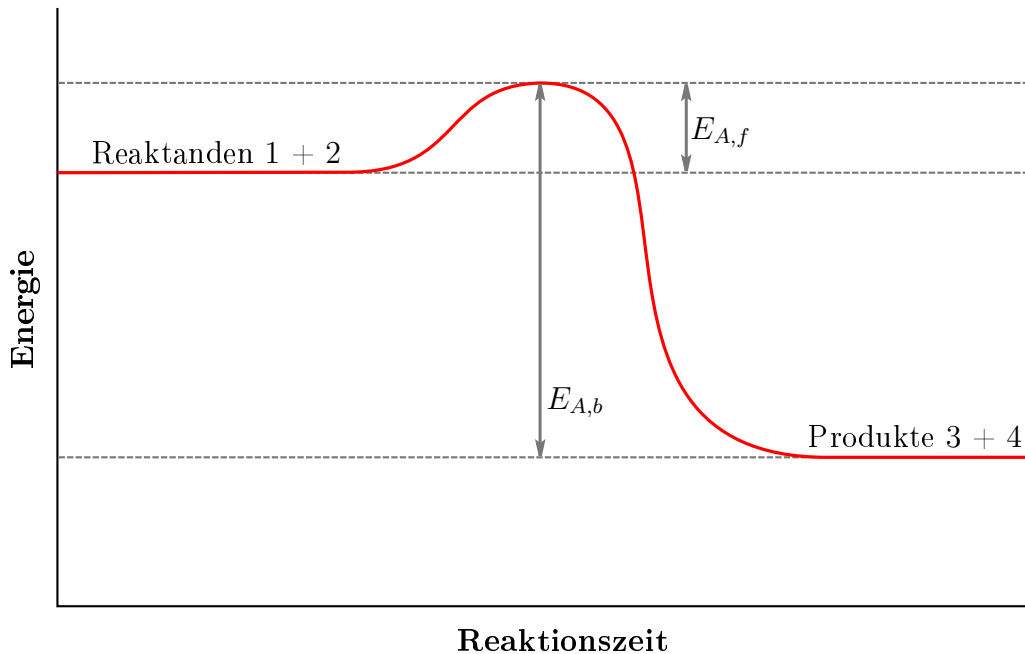


Abbildung 2.3: Energiediagramm einer exothermen chemischen Reaktion nach [60]. Nach Aufbringen der Aktivierungsenergie $E_{A,f}$ reagieren die Reaktionspartner 1 und 2 miteinander zu den Produkten 3 und 4, wobei die Reaktionsenergie $E_{\text{Reaktion}} = E_{A,b} - E_{A,f}$ frei wird.

Der Arrhenius-Ansatz verdeutlicht, dass eine Reaktion nicht nur in eine Richtung ablaufen kann. Vielmehr besteht immer die Möglichkeit, dass die Reaktionsprodukte wieder zu den ursprünglichen Reaktanden zerfallen. Man spricht hier von Vorwärts- und Rückwärtsreaktionen. Diese können streng genommen als einzelne Elementarreaktionen verstanden werden. So lassen sich auch jeweils einzelne Geschwindigkeitskonstanten k_f und k_b für die Vorwärts- beziehungsweise Rückwärtsreaktion bestimmen. Sind die Geschwindigkeitskonstanten k_f und k_b gleich groß und damit Vorwärts- und Rückwärtsreaktion gleich schnell, so befindet sich die Reaktion im Gleichgewicht. Es lassen sich makroskopisch keine Änderungen der Spezieskonzentrationen feststellen, und man spricht von einer Gleichgewichtsreaktion.

Beispielhaft gilt für eine allgemeine bimolekulare Elementarreaktion der Reaktanden 1 und 2, welche nach einem Stoß mit ausreichender Energie ($E > E_A$) zu den Produkten 3 und 4 reagieren, nach Gleichung 2.26:

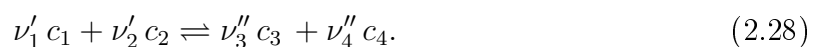


Abbildung 2.3 zeigt den Energieverlauf dieser Reaktion, wobei deutlich wird, dass bei der exothermen Vorwärtsreaktion die Reaktionsenergie $E_{\text{Reaktion}} = E_{A,b} - E_{A,f}$ frei wird. Der

zeitliche Ablauf der Reaktion wird durch das Zeitgesetz [60, 139] beschrieben. Für den zeitlichen Verlauf der Konzentration des Stoffs 1 ergibt sich:

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} = \nu_1 \left(k_f c_1^{\nu_1'} c_2^{\nu_2'} - k_b c_3^{\nu_3''} c_4^{\nu_4''} \right). \quad (2.29)$$

Weiterhin lässt sich die Reaktionsrate r_l einer allgemeinen Elementarreaktion nach Gleichung 2.30 definieren.

$$r_l = k_{fl} \prod_{m=1}^{n_s} c^{\nu'_{mj}} - k_{bl} \prod_{m=1}^{n_s} c^{\nu''_{mj}} \quad (2.30)$$

Auf dieser Basis kann der chemische Quellterm einer Spezies $\dot{\omega}_m$ als die Summation über alle n_r Einzelreaktionen dargestellt werden. Er gibt an, wieviel der Spezies m pro Zeiteinheit durch die Bruttoreaktion produziert oder verbraucht wird.

$$\dot{\omega}_m = M_m \sum_{l=1}^{n_r} (\nu''_{ml} - \nu'_{ml}) r_l \quad (2.31)$$

2.2.2 Allgemeine Begriffsdefinitionen

Im Folgenden werden verschiedene Begriffe definiert, die die Beschreibung technischer Flammen erleichtern.

Massenbruch, Elementmassenbruch und Stoffmengenanteil Zunächst wird an dieser Stelle der Stoffmengenanteil als Begriff eingeführt. Der Stoffmengenanteil X_i gibt den Anteil der Spezies i in einer Stoffmischung an.

$$X_i = \frac{n_i}{\sum(n_k)} \quad (2.32)$$

Der Massenbruch Y_i gibt den Anteil der Spezies i an der Gesamtmasse einer Stoffmischung an. Hierin ist m_i die jeweilige Masse der Spezies. Der Massenbruch kann auch auf Basis der molaren Masse M , der Stoffmenge N und der Anzahl an Stoffen n_{st} definiert werden.

$$Y_i = \frac{m_i}{\sum(m_i)} = \frac{M_i N_i}{\sum_{j=1}^{n_{st}} M_j N_j} \quad (2.33)$$

Analog ist die Definition des Elementmassenbruches Z_i , welcher den Anteil des Elements i an der Gesamtmasse einer Stoffmischung angibt. Hierin ist $\mu_{i,j}$ der Massenanteil des Elements i im Stoff j , n_{el} steht für die Gesamtanzahl an Elementen in der Mischung.

$$Z_i = \sum_{j=1}^{n_{st}} \mu_{i,j} Y_j \quad i = 1, \dots, n_{el} \quad (2.34)$$

Stöchiometrie und Äquivalenzverhältnis Als vollständige Verbrennung bezeichnet man eine Gesamtreaktion, bei der alle Komponenten des Brennstoffs bis in ihre höchste Oxidationsstufe umgesetzt werden, sodass keinerlei brennbare Komponenten zurückbleiben. Voraussetzung hierfür ist das Vorhandensein von ausreichend Oxidator, also Luft beziehungsweise Sauerstoff. Ist die Luftmenge genau so groß, dass vollständige Verbrennung stattfindet und gleichzeitig der gesamte vorhandene Sauerstoff verbraucht wird, so spricht man von *stöchiometrischer* Verbrennung. Auf dieser Basis lässt sich das Äquivalenzverhältnis Φ definieren. Für stöchiometrische Verbrennung ist $\Phi = 1$, für $\Phi > 1$ spricht man von *fetter* und für $\Phi < 1$ von *magerer* Verbrennung. Die Indizes $.L$ und $.B$ des Molenbruches X bezeichnen hier Luft und Brennstoff, $.stoich$ steht für die Stöchiometrie.

$$\Phi = \frac{X_{L,stoich}/X_{B,stoich}}{X_L/X_B} \quad (2.35)$$

2.2.3 Bilanzgleichungen

Analog und ergänzend zu Kapitel 2.1.1 können auch für chemische Reaktionen Erhaltungs- und Bilanzgleichungen aufgestellt werden, welche das analytische Bild der reaktiven Strömung vervollständigen. Im Folgenden wird auf diese Gleichungen näher eingegangen.

Spezieserhaltung Verbrennung beeinflusst zwar die Zusammensetzung von Molekülen (Spezies) durch chemische Reaktion, jedoch bleiben die einzelnen Atome unverändert, sie werden weder erzeugt noch vernichtet. Auf dieser Basis lässt sich eine Erhaltungsgleichung für die Spezies s formulieren, in welcher j_s der diffusive Transport, ρ_s die Partialdichte, M_s die molare Masse und w_s die molare Produktionsrate der Spezies s sind. In diesem Kontext ist w_s als Quellterm zu verstehen, der angibt wieviel Mol der Spezies s pro Zeiteinheit durch chemische Reaktion der Eingangsspezies erzeugt werden.

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_s u_j) + \frac{\partial j_{s,j}}{\partial x_j} = M_s w_s \quad (2.36)$$

Enthalpiegleichung Die Enthalpiegleichung ist eine spezielle Form der Energiegleichung und bilanziert analog zu den zuvor genannten Erhaltungsgleichungen die Enthalpie eines Systems.

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i h)}{\partial x_i} = \frac{Dp}{Dt} + \tau_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \dot{Q} + \rho \sum_k Y_k V_{k,i} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (2.37)$$

Die beiden Terme auf der linken Seite der Gleichung geben die zeitliche und räumliche Änderung der Gesamtenthalpie h an. Die Terme auf der rechten Seite geben entsprechend

ihrer Reihenfolge zunächst die Enthalpieänderung durch Druck- und Temperaturänderung infolge viskoser Reibung an. Für Unterschallströmungen mit $Ma \ll 1$ können diese Anteile vernachlässigt werden [96] (Ma ist die dimensionlose Mach-Zahl). \dot{Q} steht für äußere Enthalpieeinflüsse, wie z. B. Strahlung von warmen Wänden. Der vorletzte Term der Gleichung repräsentiert die Enthalpieänderung durch Diffusion der verschiedenen Spezies k . Hierin ist $V_{k,i}$ die Diffusionsgeschwindigkeit des Stoffes k in den Stoff i , wobei mit dem Diffusionskoeffizienten D_k gilt:

$$Y_k V_{k,i} = -D_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_j}. \quad (2.38)$$

Der letzte Term beschreibt den Enthalpiestrom q_i unter Verwendung der Wärmeleitfähigkeit λ .

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} + \rho \sum_k h_k Y_k V_{k,i} \quad (2.39)$$

Der Enthalpiestrom q_i setzt sich aus der Summe der Produkte der diffusiven Stofftransporte $Y_k V_{k,i}$ mit den Enthalpien h_k der Spezies k zusammen.

$$h_k = \int_{T_{ref}}^T c_{p,k} dT + \Delta h_{f,k}^{ref} \quad (2.40)$$

Die Speziesenthalpie wird mit der spezifischen Wärmekapazität bei konstantem Druck, c_p und der Bildungsenthalpie $\Delta h_{f,k}^{ref}$ bezogen auf die Referenztemperatur T_{ref} gebildet, wobei häufig die Annahme gleicher Wärmekapazitäten für alle Spezies getroffen wird, womit sich Gleichung 2.39 unter Verwendung der Gesamtenthalpie $h = \sum_k h_k Y_k$ zu:

$$q_i = -\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial x_i} + \sum_k \left(h_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} (Le - 1) \right) \quad (2.41)$$

umformen lässt, worin bereits die dimensionslose Lewis-Zahl Le verwendet wird. Sie bezieht den diffusiven Stofftransport auf die Wärmeleitung und ist analog zur Prandtl-Zahl Pr und Schmidt-Zahl Sc vor allem im Kontext der Flamelet-Theorie zur Verbrennungssimulation von Bedeutung. Oft wird als vereinfachende Annahme $Le = 1$ für alle Spezies gesetzt, was gleichbedeutend mit gleichen Diffusionskoeffizienten und Vernachlässigung differentieller Diffusion ist. Allgemein gilt auch: $Le = Sc/Pr$.

$$Le = \frac{\lambda}{\rho c_p D} = \frac{\text{Wärmeleitung}}{\text{Speziestransport}} \quad (2.42)$$

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\text{Impulstransport}}{\text{Wärmeleitung}} \quad (2.43)$$

$$Sc = \frac{\mu}{\rho D} = \frac{\text{Impulstransport}}{\text{Speziestransport}} \quad (2.44)$$

2.3 Klassifizierung von Flammen

Verbrennungsprozesse lassen sich anhand verschiedener Merkmale klassifizieren. Zunächst lassen sich zwei Extremfälle hinsichtlich der Zuführung von Brennstoff und Oxidator zum Reaktionsort unterscheiden: Vorgemischte und nicht vorgemischte Verbrennung. Charakterisierend ist, dass im Falle rein vorgemischter Verbrennung Brennstoff und Oxidator der Flamme bereits ideal durchmischt (beispielsweise durch eine vorgeschaltete Mischkammer) zugeführt werden. Für nicht vorgemischte Flammen gilt dies nicht, hier werden Brennstoff und Oxidator separat zugeführt. Die Gemischbildung erfolgt erst in der Flammenzone durch Diffusion, weshalb nicht vorgemischte Flammen auch als Diffusionsflammen bezeichnet werden. Außerdem können Flammen noch gemäß ihrer umgebenden Strömung in turbulente und laminare Flammen unterteilt werden. Abbildung 2.4 verdeutlicht die Klassifizierung anhand von Beispielen.

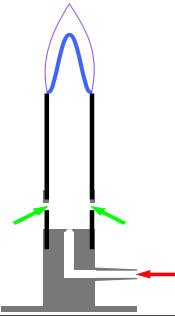
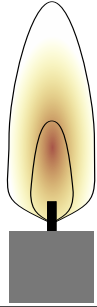
	vorgemischt	nicht vorgemischt
laminar	Bunsenflamme 	Kerzenflamme 
Turbulent	moderne Gasturbine (LPP) Ottomotor (MPFI) HCCI-Motor	Dieselmotor Strahltriebwerk Kohleverbrennung

Abbildung 2.4: Beispiele und technische Anwendungen für verschiedene Flammenklassen.

Technische Anwendungen lassen sich teilweise nicht eindeutig klassifizieren. So kann beispielsweise bei modernen Ottomotoren mit Direkteinspritzung je nach Lastzustand zwischen Vormischbetrieb (HCCI - Homogenous Charge Compression Ignition, zu Deutsch Homogene Kompressionszündung) und nicht vorgemischter Verbrennung gewechselt werden [134]. Moderne Gasturbinen, welche nach dem LPP-Verfahren (Lean Premixed Pre-vaporized - magere Vormischverbrennung) [71] arbeiten, und klassische MPFI-Ottomotoren (Multi Port Fuel Injection - Saugrohreinspritzung) [134] werden ausschließlich vorgemischt betrieben, Flugtriebwerke arbeiten aus Sicherheitsgründen nicht vorgemischt [20]. Zwischen der vorgemischten und der nicht vorgemischten Verbrennung existiert die partielle

Vormischung, bei der Brennstoff und Oxidator teilweise, aber nicht vollständig gemischt werden, bevor sie in die Reaktionszone geleitet werden. Die Unterteilung in die verschiedenen Flammenklassen fällt in der Praxis auch deshalb schwer, weil selbst global eindeutig nicht vorgemischte Konfigurationen lokal das Verhalten von vorgemischter Verbrennung zeigen können, wie im Verlauf der Arbeit deutlich wird. Aus diesem Grund werden in den folgenden Abschnitten die verschiedenen Flammenklassen und ihre Merkmale näher erläutert.

2.3.1 Vorgemischte Verbrennung

Wie zuvor angesprochen, ist das Grundmerkmal vorgemischte Verbrennung die komplette Durchmischung von Oxidator und Brennstoff, bevor diese zum Reaktionsort (z. B. Brennraum eines Motors) geführt werden. Das Verhältnis von Luft zu Kraftstoff kann dabei entsprechend Gleichung 2.35 fett, stöchiometrisch oder mager sein. Vorgemischte Flammen brennen als kurze, blaue Flamme. Abbildung 2.5 zeigt schematisch die Verläufe von Brennstoff, Oxidator, Temperatur und Reaktionsprodukten in einer imaginären eindimensionalen Modell-Vormischflamme.

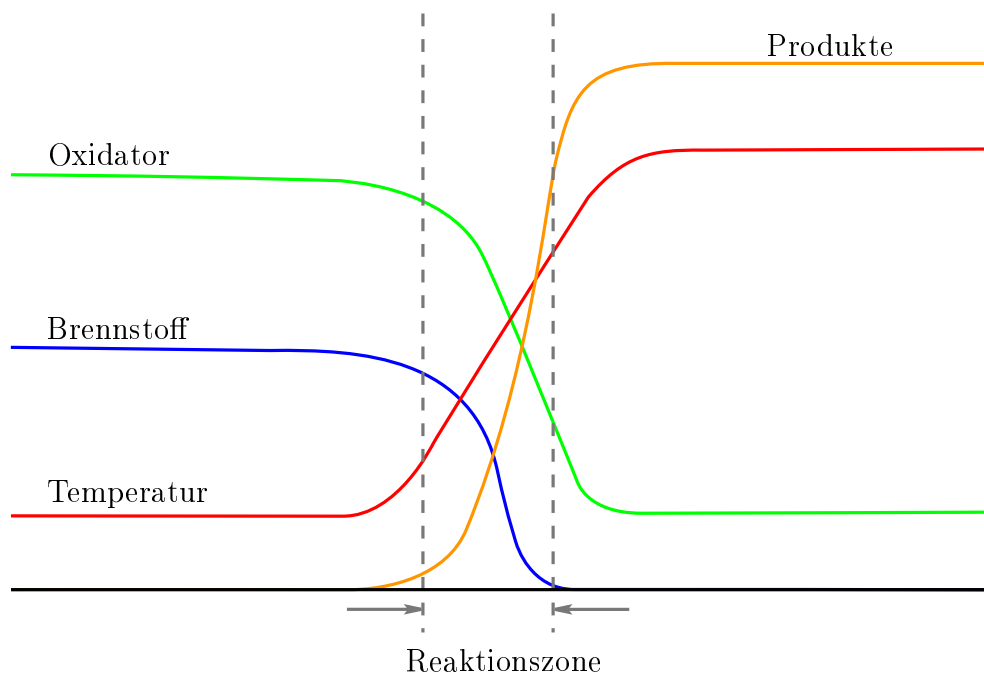


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung einer eindimensionalen Vormischflamme.

Anhand des Temperaturverlaufs lässt sich die Flamme grob in drei Zonen einteilen. An die freie Anströmung der Brennstoff-Oxidator-Mischung bei konstanter Temperatur schließt

sich die Vorwärmzone an, in der die Mischung durch Wärmestrahlung und -diffusion erwärmt wird. Durch die Energiezufuhr in der *Vorwärmzone* beginnen erste Elementarreaktionen, welche die ursprüngliche Stoffmischung dissoziieren und den eigentlichen Verbrennungsprozess einleiten. Dieser findet unter starker Wärmefreisetzung in der *Reaktionszone* statt. Der Temperaturanstieg verlangsamt sich, sobald Brennstoff und/oder Oxidator größtenteils aufgebraucht sind. In der *Oxidationszone* finden weitere Oxidationsprozesse im Heißgas statt.

Für die theoretische und numerische Betrachtung von Vormischflammen spielt die räumliche Ausdehnung der Reaktionszone, welche auch Flammendicke genannt wird, eine besondere Rolle, da sie maßgeblich für die nötige Gitterauflösung ist, wenn die Flamme aufgelöst werden soll. Neben verschiedenen anderen Modellen und Definitionen ist die der *thermischen Flammendicke der laminaren Flamme* δ_f (z. B. nach [96]) sehr gebräuchlich:

$$\delta_f = \frac{T_u - T_v}{\max\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)}. \quad (2.45)$$

Hier beziehen sich die Indizes ${}_u$ und ${}_v$ wieder auf die Bereiche des unverbrannten Frisch- und verbrannten Abgases. Damit entspricht diese Definition der Flammendicke der Projektion des steilsten Gradienten des Temperaturanstiegs zwischen den Frisch- und Abgastemperaturen. Je nachdem welche Definition gewählt wird, kann die Breite von der so definierten Flammendicke abweichen, ein Vergleich findet sich in [96]. Sind Brennstoff und Oxidator in Abbildung 2.5 in Ruhe, das heißt ohne Strömungsbewegung, so bewegt sich die Reaktionszone im laminaren Fall mit einer ihr eigenen laminaren Flammengeschwindigkeit s_l in Richtung des unverbrannten Frischgases, man spricht von Flammenpropagation. Die laminare Flammengeschwindigkeit s_l , mit der eine ebene Flamme in ungestörtes Frischgas propagiert, lässt sich anhand des Flammenwinkels einer Bunsenflamme einfach experimentell bestimmen [60].

Turbulente vorgemischte Flammen Die Strömungsstrukturen turbulenter Strömung verformen die Reaktionszone einer Flamme. Dies sorgt in erster Linie für eine Vergrößerung der dreidimensionalen Flammenfläche. Da die Flamme lokal den Brennstoff mit der laminaren Flammengeschwindigkeit s_l verbraucht, kann im Vergleich zu der ebenen Flammenfläche einer laminaren Flamme im gleichen Volumen der Brennstoff schneller verbraucht werden. Die so scheinbar erhöhte Propagationgeschwindigkeit wird auch turbulente Flammengeschwindigkeit s_t genannt. Definitionsgemäß hängt ihre Skalierung im Vergleich zur laminaren Flammengeschwindigkeit nur vom Verhältnis der laminaren zur turbulenten Flammenfläche ab.

$$\frac{s_t}{s_l} = \frac{A_t}{A_l} \quad (2.46)$$

Damköhler [31] stellt die theoretische Verknüpfung zwischen Turbulenz und Flammengeschwindigkeit her, indem die Wirkung von kleinskaligen und großskaligen Strömungsstrukturen auf die Flamme getrennt voneinander betrachtet wird. Demnach gilt, sofern die Geschwindigkeitsfluktuationen groß sind im Vergleich zur laminaren Flammengeschwin-

digkeit ($u' \gg s_l$):

$$\frac{s_t}{s_l} = 1 + \left(\frac{u'}{s_l} \right) = \left(\frac{u' l_{int}}{s_l \delta_f} \right)^{1/2}. \quad (2.47)$$

Die zugrunde liegende Annahme für sein Modell ist, dass Strömungsstrukturen, welche größer als die laminare Flammendicke sind, die Flammenfläche nicht bedeutend verformen. Kleinskalige Wirbelstrukturen sind jedoch in der Lage, die Flammenfläche zu dehnen und in diese einzudringen und damit die Propagationsgeschwindigkeit zu erhöhen. Um den Einfluss turbulenter Strukturen auf die Flammenfront einfacher beschreiben zu können, führte Damköhler zunächst eine dimensionslose Kennzahl ein, welche die Zeitskalen der turbulenten Strömung mit denen der Reaktion ins Verhältnis setzt. Die als *Damköhler-Zahl* bekannte Kennzahl bezieht sich in ihrer Definition auf die größten Strukturen der Strömung $Da = Da(l_{int})$.

$$Da = \frac{\text{Reaktionsrate}}{\text{konvektiver Transport}} = \frac{\text{Zeitskala der Strömung}}{\text{Zeitskala der Reaktion}} = \frac{l_{int}/u'(l_{int})}{l_f/s_{l,int}} \quad (2.48)$$

Die ebenfalls dimensionslose *Karlowitz-Zahl* Ka ist die inverse der auf die Kolmogorov-Länge (Gleichung 2.21) bezogenen Damköhler-Zahl $Da(l_{kol})$.

$$Ka = \frac{1}{Da(l_{kol})} = \frac{u'(l_{kol})/l_{kol}}{s_{l,int}/l_f} \quad (2.49)$$

Unter Verwendung der Damköhler- sowie der Karlowitz- und der turbulenten Reynolds-Zahl Re_t (Gleichung 2.24) lässt sich das auch nach seinen Erfindern *Borghi-Peters-Diagramm* genannte Regimediagramm turbulenter Vormischflammen, Abbildung 2.6, skizzieren. In diesem Zusammenhang sei die sogenannte *Flamelet-Annahme* erwähnt, welche es erlaubt, eine turbulente Flamme durch eine Vielzahl laminarer Flammenelemente, sogenannter *Flamelets*, zu repräsentieren [92, 139]. Das Regimediagramm stellt den Einfluss der Turbulenz auf die Flammenstruktur dar. Es dient als Hilfestellung bei der Klassifizierung turbulenter Vormischverbrennung und reduziert den dreidimensionalen Turbulenzeinfluss auf die Verhältnisse von Geschwindigkeitsfluktuationen zu laminarer Flammengeschwindigkeit bzw. integralem Längenmaß zu laminarer Flammendicke. An dieser Stelle sei gesagt, dass es sich hierbei um ein Modell auf Basis direkter numerischer Simulation (DNS) von Flamme-Wirbel-Interaktionsprozessen handelt. Auch wenn die hier zugrunde liegende Annahme, dass ein dreidimensionales Phänomen durch zwei Parameter beschrieben werden kann, nicht bewiesen werden kann und daher immer fragwürdig bleibt, eignet sich das Regimediagramm zur groben Einteilung von Vormischflammen in verschiedene Strukturbereiche:

- **$Re_t < 1$:** Im Bereich links der $Re_t = 1$ -Isolinie finden sich ausschließlich laminare Flammen. Wirbel oder Strömungsstrukturen haben keinen Einfluss auf die Flammenstruktur.
- **$Re_t > 1$:**
 - **$Ka < 1$:** Unterhalb der $Ka = 1$ -Isolinie ist die Flammendicke δ_f generell kleiner als die Kolmogorov-Länge der Strömung. Die Struktur der laminaren Flamme bleibt erhalten. Da dieser Bereich die Bedingungen der Flamelet-Annahme

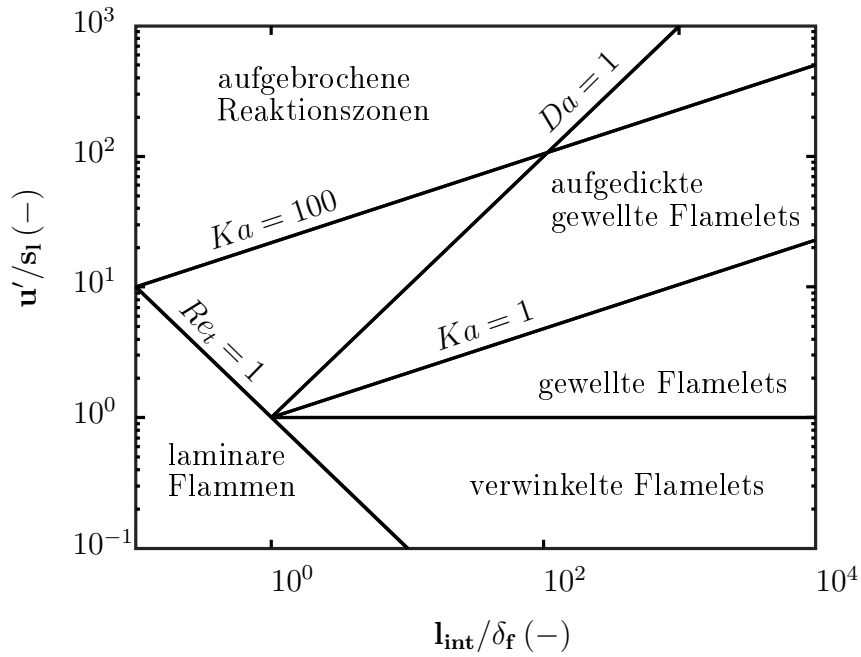


Abbildung 2.6: Regimediagramm turbulenter Vormischflammen nach [92].

erfüllt, ist auch der Begriff *Flamelet-Regime* geläufig. Die Strömung ist in geringem Maße turbulent. Der Betrag der turbulenten Schwankungen ermöglicht eine weitere Unterteilung:

- * $u'/s_1 < 1$: Die großen Strukturen der Strömung sind in der Lage, die Flamme leicht zu verformen bzw. zu verwinkeln.
 - * $u'/s_1 > 1$: Die Flamme wird verwinkelt bzw. gewellt. Zusätzlich ist die Strömung in der Lage, Löcher bzw. Taschen in die Flammenfläche zu reißen bzw. Flammeninseln zu isolieren.
- **Ka > 1:**
- * **Da > 1:** Die kleinsten Wirbel der Strömung sind kleiner als die Flammendicke und können in die Vorwärmzone eindringen, wobei diese aufgedickt wird. Die eigentliche Reaktionszone bleibt unbeeinflusst. Der Bereich wird deshalb als Bereich aufgedickter gewellter Flamelets bezeichnet.
 - * **Da < 1:** Die kleinsten Wirbel dringen in die Reaktionszone ein und dicken die Flamme weiter auf. Durch die Veränderung der Transportprozesse in der Reaktionszone der Flamme kann es zu lokalem Verlöschern kommen. Man spricht von aufgebrochenen Reaktionszonen.

2.3.2 Nicht vorgemischte Verbrennung

Im Falle nicht vorgemischter Verbrennung werden Brennstoff und Oxidator getrennt zum Reaktionsort geführt. Die Reaktion findet in dem Bereich statt, in dem durch Mischung beziehungsweise Diffusion der Stoffströme ein brennfähiges Gemisch vorliegt. Nicht vorgemischte Flammen werden deshalb auch als *Diffusionsflammen* bezeichnet. Abbildung 2.7 zeigt schematisch die Struktur einer eindimensionalen Diffusionsflamme. Auf der linken Seite der Grafik befindet sich ein Bereich reinen Brennstoffs, auf der rechten Seite ein Bereich reinen Oxidators jeweils bei Umgebungstemperatur. In diesen Bereichen findet keine Reaktion statt, da das Gemisch zu fett beziehungsweise zu mager zur Verbrennung ist. In der Mitte zwischen den beiden Bereichen mischen sich Brennstoff und Oxidator. Die Reaktionszone der Flamme befindet sich üblicherweise im Bereich stöchiometrischer Mischung [96]. Hier ist ein steiler Anstieg von Temperatur und Verbrennungsprodukten zu beobachten. Sowohl Wärme als auch Produkte diffundieren aus der Reaktionszone heraus in die Frischgasbereiche, was zu einer Vorwärmung und zum Transport von Radikalen in den Randbereich der Flamme führt.

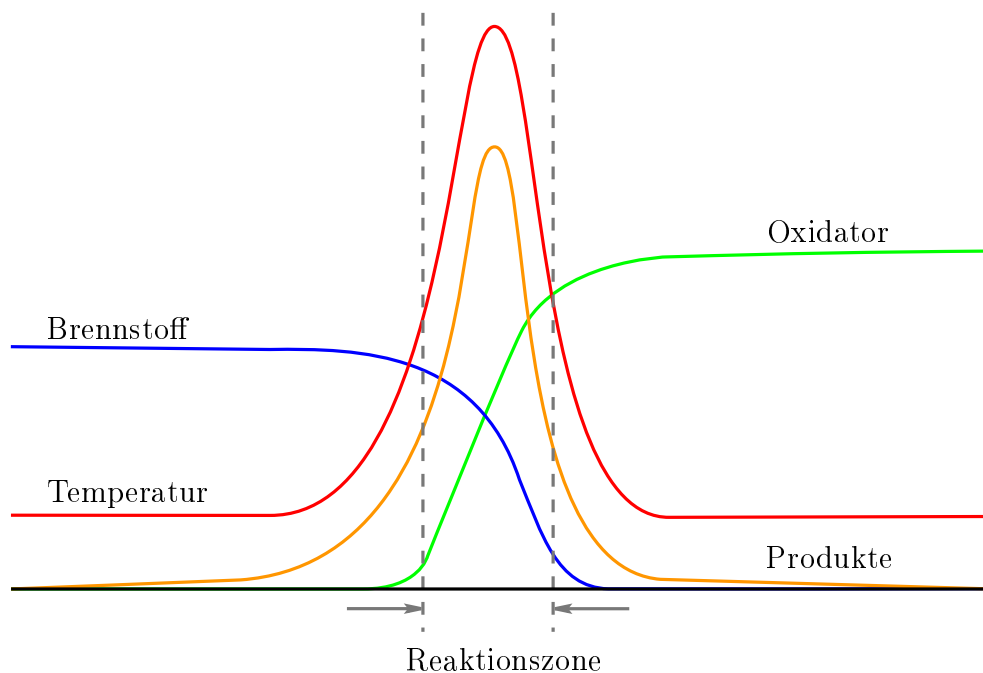


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer eindimensionalen Diffusionsflamme.

Da Diffusionsflammen nur in der Mischungsschicht zwischen Brennstoff und Oxidator brennen können, kann keine signifikante Bewegung der Flammenfront in Richtung von Brennstoff- oder Oxidatorstrom erfolgen. Sie sind sie nicht in der Lage zu propagieren. Dieser Umstand ist einerseits von Vorteil, weil dies für sicherheitsrelevante Anwendungen wie etwa Flugtriebwerksbrennkammern eine Verhinderung von Flammenrückschlag und damit Triebwerksversagen oder -zerstörung bedeutet. Andererseits kann so aber auch kei-

ne zur Propagationsgeschwindigkeit vorgemischter Flammen äquivalente Diffusionsflammenpropagationsgeschwindigkeit, welche nur Funktion von Stoffgrößen und Strömungseigenschaften wäre, definiert werden. Ebenso kann keine Flammendicke analog zu vorgemischten Flammen beschrieben werden, da die Flamme stark gestreckt werden und die Flammendicke sehr unterschiedliche Werte annehmen kann [96].

Die Geschwindigkeit, mit der der Brennstoff umgesetzt wird, ist durch die Mischung limitiert, was die Effizienz im Vergleich zu vorgemischten Flammen einschränken kann. Insbesondere für laminare Flammen ist die Mischung eindeutig als geschwindigkeitsbestimmender Prozess zu identifizieren. Eine Annahme, welche in diesem Kontext getroffen werden kann, ist die unendlich schneller Chemie (im Vergleich zur Mischung). Diese Annahme wird umgangssprachlich auch „gemischt gleich verbrannt“ genannt. Unter der zusätzlichen Annahme einer Ein-Schritt-Reaktion und gleicher Diffusivitäten zwischen den einzelnen Komponenten der Mischung kann auf Basis der Elementmassenbrüche Z_i der Mischungsbruch ξ definiert werden. Die Elementmassenbrüche Z sind konservative Skalare, was bedeutet, dass diese nur durch Diffusion und Konvektion, nicht aber durch die Reaktion geändert werden. Aus diesem Grund ist der Mischungsbruch unabhängig von dem zu seiner Definition gewählten Element [60, 96, 139]. Gleichung 2.50 gibt den Mischungsbruch ξ für eine einfache Zweistromkonfiguration aus Brennstoff (B) und Oxidator (Ox) an.

$$\xi = \frac{Z - Z_{Ox}}{Z_B - Z_{Ox}} \quad (2.50)$$

Für reale Diffusionsflammen sind die idealisierenden Annahmen gleicher Diffusivitäten D und einer Ein-Schritt-Reaktion oft nicht hinreichend genau. Dies hat zur Folge, dass die Elementmassenbrüche tatsächlich keine konservativen Skalare sind und der Mischungsbruch somit nicht unabhängig von der Wahl des zu seiner Berechnung gewählten Elements ist. Um diese Effekte auszugleichen, existieren Modelle, welche verschiedene Elementmassenbrüche kombinieren [11, 15, 96].

Die Formulierung der Mischungsbruchs erlaubt es, die Struktur einer Diffusionsflamme nur noch als Funktion des Mischungsbruchs und der Zeit zu betrachten. Der physikalische Hintergrund dieser Definition ist wieder die Flamelet-Annahme: Die Flamme ist dünn im Vergleich zu ihrer Verwinklung und zu den Strömungsstrukturen. So lassen sich für Diffusionsflammen auch sogenannte *Flamelet-Gleichungen* (Gleichungen 2.51 und 2.52) formulieren, welche die Struktur der Diffusionsflamme beschreiben.

$$\rho \frac{\partial Y_m}{\partial t} = \dot{\omega}_m + \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 Y_m}{\partial z^2} \quad (2.51)$$

$$\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \dot{w}_T + \frac{1}{2} \rho \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.52)$$

In den Flamelet-Gleichungen ist bereits die *skalare Dissipationsrate* χ vorweggenommen. Sie enthält die Information über die Gradienten des Mischungsfeldes. Bei bekannter Verteilung der skalaren Dissipationsrate kann aus den Flamelet-Gleichungen das gesamte Spezies- und Temperaturfeld im Mischungsbruchraum berechnet werden. Unter der Annahme gleicher Diffusivitäten ist die Definition der skalaren Dissipationsrate nach [96] in

Gleichung 2.53 gegeben.

$$\chi = 2D \left(\frac{\partial \xi}{\partial x_i} \frac{\partial \xi}{\partial x_i} \right) \quad (2.53)$$

2.3.3 Partiiell vorgemischte Verbrennung

Zwischen den beiden Extremfällen vorgemischter und nicht vorgemischter Verbrennung liegen die sogenannten *partiell vorgemischten* Flammen. Hierbei handelt es sich um alle Flammen, bei denen Brennstoff und Oxidator am Reaktionsort weder komplett gemischt noch komplett getrennt sind. Oft werden diese Flammen verallgemeinernd auch den Diffusionsflammen zugeordnet, jedoch bestehen bedeutsame Unterschiede zum Verhalten nicht vorgemischter Verbrennung. In realen Flammen spielen Effekte partieller Vormischung fast immer eine Rolle, da auch in Vormischverbrennungssystemen räumliche Inhomogenitäten im Mischungsgrad vorliegen können.

Partiell vorgemischte Flammen kommen in verschiedenen Konfigurationen vor, entsprechend kann auch ihre Form und Erscheinung stark variieren. Im Kontext dieser Arbeit sind Flammen in *stratifizierter* Mischung von besonderer Bedeutung. Von Stratifizierung spricht man, wenn sich zusammenhängende Gebiete von Brennstoff und Oxidator räumlich eng beieinander befinden. Ein ebenfalls gebräuchlicher Ausdruck ist die *Schichtung* von Brennstoff und Oxidator. In stratifizierten Mischungen sind starke Gradienten des Mischungsbruches zu beobachten, da sich Gebiete sehr fetter und sehr magerer Mischung in direkter Nachbarschaft befinden.

Tripel-Flammen Die Verbrennung in stratifizierten Mischungen ist eine der Flammenkonfigurationen, in denen das Konzept der *Tripel-Flammen* [22–24] Anwendung findet. Eine Tripel-Flamme setzt sich aus drei Zweigen zusammen; je ein magerer und ein fetter Zweig, der sich wie eine Vormischflamme verhält und ein Nachlaufzweig, der Merkmale einer Diffusionsflamme zeigt. Alle drei Flammenzweige treffen sich in einem Punkt, an dem vorgemischte Verbrennung unter stöchiometrischen Bedingungen stattfindet. Abbildung 2.8 (rechts) zeigt schematisch die Struktur einer Tripel-Flamme. Bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten können die Zweige einer Tripelflamme auch zusammenfallen, siehe Abbildung 2.8 links, man spricht in diesem Fall von einer Edge-Flamme.

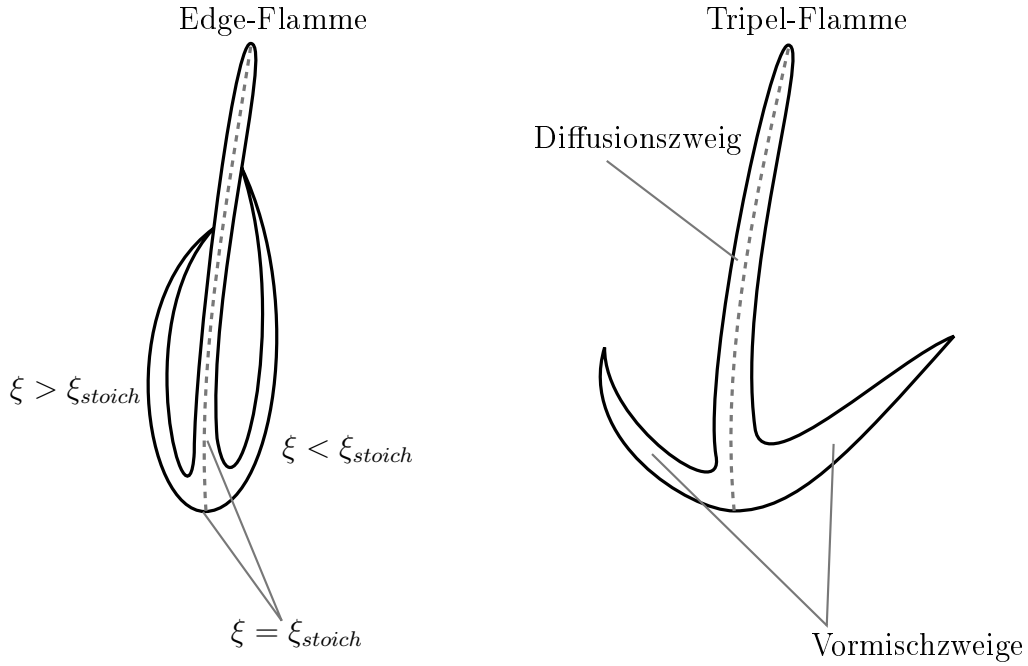


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung von Tripel- und Edge-Flammen.

2.4 Flammenpropagation

Um die im Kontext dieser Arbeit diskutierte Flammenpropagation in partieller Vormischung beschreiben zu können, werden Methoden angewandt, die vor allem aus der Welt der Vormischflammen entstammen. Um eine Aussage über Propagationsrichtung und -geschwindigkeit zu treffen, wird in der Regel der räumliche Fortschritt der Reaktion betrachtet. Phänomenologisch betrachtet, ist dies der Fortschritt der Flammenoberfläche. Unter Verwendung der Temperaturen im Frischgas und im verbrannten Abgas lässt sich eine Reaktionsfortschrittsvariable Θ auf Basis der lokalen Temperatur bestimmen, siehe Gleichung 2.54.

$$\Theta = \frac{T - T_u}{T_v - T_u}. \quad (2.54)$$

Abbildung 2.9 zeigt schematisch die verschiedenen Vektorkomponenten, welche zur Berechnung der verschiedenen Flammengeschwindigkeiten genutzt werden.

Für jeden Punkt der Flammenfront lassen sich nach [96] drei unterschiedlich definierte Geschwindigkeiten bestimmen:

- eine *Absolutgeschwindigkeit* der Flamme s_a als Anteil der Bewegung des Punktes in Flammennormalenrichtung \vec{n} :

$$s_a = \vec{w} \cdot \vec{n}, \quad (2.55)$$

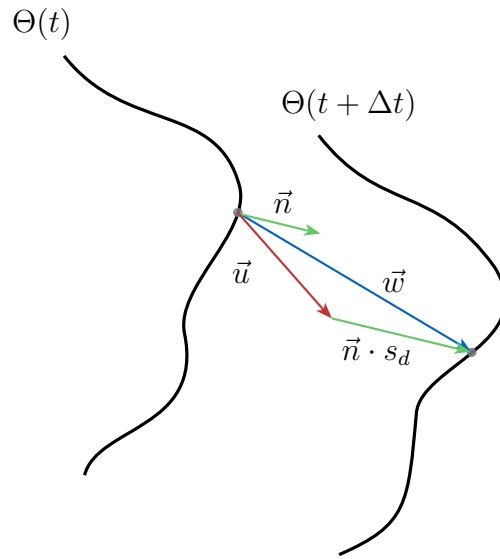


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung der Vektorkomponenten der Flammenpropagation.

- eine *Eigengeschwindigkeit* s_d , welche die Bewegung der Flamme relativ zur Strömung angibt:

$$s_d = (\vec{w} - \vec{u}) \cdot \vec{n}, \quad (2.56)$$

- eine *Umsatzgeschwindigkeit* s_c . Sie gibt an, wie schnell die chemische Reaktion abläuft.

$$s_c = \frac{1}{\rho_u Y_{Bu}} \int_{-\inf}^{+\inf} \dot{w}_F dn \quad (2.57)$$

Kapitel 3

Lasermesstechnik

Die Entwicklung laserbasierter Messverfahren seit Beginn der 1970er Jahre erlaubt erstmals einen detaillierten Blick auf die mikroskopischen Prozesse in technischen Verbrennungssystemen. Dabei sorgt vor allem die im Vergleich zu klassischen Sondenmessverfahren oder Extraktionsmethoden geringe Einflussnahme auf das Messobjekt für neue Erkenntnisse. Die folgende und noch andauernde Weiterentwicklung zu Hochgeschwindigkeits-, Mehrdimensional- und Multiskalarmesstechnik ebnet den Zugang zu Informationen über transiente und gekoppelte Phänomene und ist die Grundlage für diese Arbeit [63, 64, 112].

Grundsätzlich basieren alle laserdiagnostischen Methoden auf der Interaktion von Licht und Materie. Dabei können die Methoden in verschiedene Klassen eingeordnet werden. Einerseits sind dies die partikelbasierten Verfahren, welche die Streuung von Licht an festen oder flüssigen Partikeln detektieren. Für diese Arbeit relevant sind dabei lediglich die sogenannten elastischen Streuprozesse, bei denen das gestreute Licht dieselbe Wellenlänge wie das eingestrahlte hat. Inelastische Streuprozesse an Molekülen, die die Grundlage von Messverfahren wie der Raman-Spektroskopie bilden, finden statistisch deutlich seltener statt. Dies äußert sich in einem um Größenordnungen kleineren detektierten Signal, obwohl die Prozesse unter Anwesenheit von Partikeln immer parallel stattfinden. Wegen des limitierten Dynamikbereichs digitaler Detektionssysteme sind inelastische Streuprozesse in der Regel nicht simultan mit elastischen Prozessen detektierbar, sie können daher vernachlässigt werden.

Die Streuung von Licht an Molekülen ist ein sogenannter *nicht resonanter* Vorgang. Eine *resonante* Licht-Materie-Interaktion ist im Gegensatz dazu ein Prozess, bei dem ein eingestrahktes „Lichtteilchen“ (Photon) eine Änderung des energetischen Zustands des Atoms oder Moleküls, auf welches es trifft, bewirkt. Resonante Wechselwirkungen lassen sich mithilfe der Quantenmechanik beschreiben.

In diesem Kapitel werden die Messmethoden, welche zur Erfassung der in dieser Arbeit diskutierten Messdaten verwandt wurden, beschrieben. Zunächst werden Grundlagen bildgebender Messtechnik dargelegt. Die Zusammenfassung der zugrunde liegenden Wirkprinzipien von nicht resonanten Methoden wie der *Particle Image Velocimetry* (PIV) und der resonanten *Laserinduzierten Fluoreszenz* (LIF) bilden jeweils die Basis für eine eingehende Beschreibung der angewendeten Varianten dieser Messtechniken.

3.1 Bildgebende Diagnostik

Bildgebende Diagnostik bietet im Vergleich zu Punktmessungen, linienintegrierenden Verfahren oder auch extraktiven Tests eine ganze Reihe von Vorteilen. So können relevante Messgrößen im Kontext ihrer Umgebung betrachtet werden. Die Analyse der erzeugten Messdaten bietet mehr Möglichkeiten, ist jedoch auch entsprechend herausfordernder. In der industriellen Praxis werden inzwischen zunehmend bildgebende Messverfahren zur Prozesssteuerung und Qualitätskontrolle eingesetzt [59], für die Medizintechnik sind bildgebende Verfahren unabdingbar. Grundlage hierfür ist genaue die Kenntnis bzw. Charakterisierung des Abbildungssystems. Im Folgenden werden grundlegende Eigenschaften von Abbildungssystemen, wie der lokale Abbildungsmaßstab und das Rausch- bzw. Wiedergabeverhalten, sowie Korrekturverfahren diskutiert.

Räumliche und cinematografische Verfahren Wie in Kapitel 2.1.2 und 2.3 ausführlich dargelegt, sind turbulente Strömungen und Flammen räumlich und zeitlich stark veränderlich. Um mögliche Missverständnisse und Fehlinterpretationen [19, 141], welche mit zeitlich und/oder räumlich unkorrelierten Messungen verbunden sind, zu vermeiden, werden die klassischen bildgebenden Verfahren zu cinematografischen (die Zeithistorie eines Ereignisses auflösend) und räumlichen (dreidimensionalen) Verfahren erweitert. Die Ursprünge cinematografischer Verfahren reichen bis in das 19. Jahrhundert zurück [75, 76, 87], als verschiedene Wissenschaftler Geräte entwickelten, um Bewegungen von Tieren und Menschen zu studieren, welche für das menschliche Auge aufgrund ihrer Geschwindigkeit nicht klar erkennbar sind. Inzwischen haben Aufnahmen mit Hochgeschwindigkeitskameras eine breite Anwendung in Wissenschaft [136], Technik und Unterhaltung gefunden, was zu einer raschen Entwicklung immer leistungsfähigerer Aufnahmesysteme geführt hat. Dabei ist der Begriff „Hochgeschwindigkeitskamera“ nicht absolut definiert, sondern soll vielmehr zum Ausdruck bringen, dass das Aufnahmesystem in der Lage ist, das zu untersuchende Ereignis (springendes Pferd/Explosion) so genau aufzulösen, dass Wirkprinzipien (Absprung durch Muskelkontraktion/sphärische Ausbreitung der Druckwelle) anhand ihrer Zeithistorie erklärt werden können. Zur Quantifizierung der nötigen und möglichen zeitlichen Auflösung eines Phänomens müssen dessen Zeitskalen betrachtet werden. Das sogenannte *Nyquist-Shannon-Abtasttheorem* besagt, dass ein Signal mindestens mit der doppelten Frequenz des Signals abgetastet werden muss, um die Änderung des zu messenden Signals zu erfassen. In anderen Worten bedeutet dies, dass die Aufnahme Frequenz eines cinematografischen Verfahrens f_s mindestens die doppelte inverse Zeitskala des interessierenden Phänomens betragen muss, um die Änderung des Phänomens detektieren zu können.

$$f_s \geq \frac{2}{t_{lim}} \quad (3.1)$$

Hierin ist t_{lim} die Zeitskala des aufzunehmenden Ereignisses. Bezogen auf das Beispiel des springenden Pferdes, könnte dies etwa die Zeit sein, die zur Muskelkontraktion benötigt wird. Zu beachten bleibt, dass das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem nur ein unteres

Detektionslimit beschreibt. Die Erfüllung des Theorems sagt lediglich aus, dass eine Änderung detektiert werden kann. Soll das Zustandekommen der Änderung aufgelöst werden, so ist eine höhere Abtastfrequenz nötig.

In der Verbrennungsforschung werden cinematografische Verfahren insbesondere dann angewendet, wenn transiente Phänomene, deren zeitlicher Ablauf beispielsweise durch Turbulenzeinfüsse nicht genau vorhergesagt werden kann, betrachtet werden. Eine weitere Einsatzmöglichkeit ist die Verfolgung der zeitlichen Historie von Strömungsstrukturen oder Skalarverteilungen sowie Messungen in Anlagen, deren Betriebszeiten sehr kurz sind. Der Nutzen von cinematografischen Verfahren für die Verbrennungsforschung ist überdies das Thema zahlreicher Publikationen, z. B. [7, 19, 54].

Um analog zu den zweidimensionalen Aufnahmen auch in der Raumtiefe Informationen extrahieren zu können, existieren verschiedene Möglichkeiten. Zum einen werden stereoskopische Verfahren angewendet, bei denen die Information von zwei Kameras mit unterschiedlichen Blickwinkeln genutzt werden, um Informationen über die räumliche Orientierung der abgebildeten Objekte zueinander zu erhalten (z. B. [98]). Eine relativ neue Entwicklung stellen sogenannte Lichtfeldkameras dar, bei denen vor dem Sensor angeordnete Mikrolinsen unterschiedlicher Brennweite die Feststellung der räumlichen Orientierung zulassen [3, 89, 129]. Beide Verfahren werden genutzt, um die Verteilung dreidimensionaler Größen in einer Ebene zu messen. Darüber hinaus bieten tomografische [40, 110, 142, 143] Verfahren, bei denen volumetrische Abbildungen meist aus vier planaren Kameraansichten rekonstruiert werden, und holografische Verfahren Zugriff auf dreidimensionale Verteilungen dreidimensionaler Größen.

Jüngste Entwicklungen [27, 28, 141] bieten cinematografische Aufnahmen räumlicher Messdaten. Das Potential derartiger Verfahren wird in [7] aufgezeigt.

3.1.1 Eigenschaften von Kamerasystemen

Bildgebende Messverfahren arbeiten durch die Abbildung des Messbereichs auf eine fotosensitive Fläche. Als Sensoren werden digitale Kamerachips unterschiedlicher Bauarten eingesetzt. Analog zu konventionellen Sensoren, wie etwa piezoelektrischen Drucksensoren oder Thermoelementen müssen die Eigenschaften der Sensoren charakterisiert werden, um die Messgrößen interpretieren bzw. korrigieren zu können.

Die Sensoren digitaler Kameras sind aus einzelnen fotosensitiven Elementen, sogenannten Pixeln aufgebaut. Bezogen auf die Verbrennungsdiagnostik lassen sie sich in zwei Gruppen unterteilen. Dies sind einerseits Hochgeschwindigkeitskameras, die es erlauben, die Zeithistorie transienter Phänomene zu erfassen. Üblicherweise erreichen diese Kameras Bildfolgefrequenzen von $f_{S,HS} = 1\text{--}200\text{ kHz}$. Andererseits sind dies Kameras für Einzelschussmessungen, die mit Wiederholraten von $f_{S,LS} = 1\text{--}50\text{ Hz}$ arbeiten. Aufgrund ihrer Sensorarchitektur werden in Hochgeschwindigkeitskameras sogenannte CMOS-Sensoren (*engl.* complementary metal oxide semiconductor) eingesetzt, in Einzelschussystemen häufig CCD-Sensoren (*engl.* charge coupled device) [48]. In vielen Punkten verhalten sich beide Sensortypen ähnlich. Der entscheidende Unterschied zwischen den beiden Sensortypen ist, dass bei CMOS-Sensoren die Auslesung lokal mit jeweils einer Ausleseeinheit pro Pixel geschieht, während CCD-Sensoren nur über eine Ausleseeinheit für den gesamten

Sensor verfügen [100]. Dieser Umstand bedingt, dass CMOS-Sensoren schneller ausgelesen werden können, bedeutet jedoch auch, dass nicht die gesamte Sensorfläche fotosensitiv ist, da die Ausleseelektronik gewissen Bauraum benötigt. Dies wird mit dem Füllfaktor beschrieben, welcher die fotosensitive Fläche auf die Gesamtfläche des Sensors bezieht. Der Füllfaktor beträgt bei den gängigen CMOS-Sensoren $\approx 0,7$, während er bei CCD-Sensoren 1 ist.

Allgemein detektieren die verwendeten Kameras keine spektralen Informationen. Es wird lediglich die Strahlungsflussdichte (Irradianz) des Lichts, welches auf den Sensor fällt, gemessen. Die Irradianz wird durch die Kamera digitalisiert und als diskrete Grauwertverteilung, im Kontext dieser Arbeit auch als *Intensitätsverteilung* bezeichnet, wiedergegeben. Im Folgenden werden die generellen Eigenschaften der Abbildungssysteme sowie Korrekturmöglichkeiten vorgestellt. Bei unterschiedlichem Verhalten wird dies jeweils hinsichtlich des Sensortyps dargelegt, andernfalls kann von gleichem Verhalten ausgegangen werden.

Abbildung und räumliche Registrierung Allen bildgebenden Messmethoden ist gemein, dass das Messvolumen durch eine Abbildungsoptik auf den Kamerasensor (auch *Bildebene*) abgebildet wird. Das Messvolumen wird durch einen zu einem Lichtschnitt oder Lichtband aufgeweiteten Laserstrahl beleuchtet. Meist ist es in der Raumtiefenrichtung (Z-Koordinate des Messvolumens) klein im Vergleich zu den Abmessungen in der X-Y-Ebene, siehe Abbildung 3.1. ΔZ bezeichnet hier die Tiefe des Messvolumens, im Experiment gegeben durch die Lichtschnittdicke. Die Mittelebene des Messvolumens wird daher auch vereinfachend als *Objektebene* bezeichnet. Zur Abbildung werden häufig Objektive aus dem Fotografiebereich genutzt, da diese über gute Abbildungseigenschaften verfügen und leicht erhältlich sind. Die Objektive sind aus Kombinationen verschiedener sphärischer Linsen aufgebaut und werden - wenn es die Messaufgabe erfordert - mit weiteren Vorsatzlinsen und/oder Filtern kombiniert. Alle optischen Elemente, welche zwischen dem Messvolumen und dem Kamerasensor liegen, beeinflussen die Abbildung.

Um die Abbildung in der Bildebene, welche in den Pixelkoordinaten des Kamerasensors vorliegt, wieder in das Laborkoordinatensystem und damit die Messergebnisse in ihre nativen Skalen zu überführen, ist eine Koordinatentransformation nötig. Dieses Verfahren wird auch *räumliche Registrierung* genannt. Ein einfaches Modell der Abbildung auf den Kamerachip fasst die gesamte Abbildungsoptik in einer einzigen *reduzierten Abbildungsoptik* zusammen und geht davon aus, dass der Abbildungsmaßstab in der gesamten Bildebene gleich ist. Weiterhin wird angenommen, dass das Messvolumen unendlich dünn ist, $\Delta Z = 0$. Für diesen Fall hängt die Abbildung der Koordinaten der Objektebene (X, Y) in die Bildebene nur vom Abbildungsmaßstab M_0 ab [100]:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = M_0 \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix}. \quad (3.2)$$

Wie in Abbildung 3.1 dargestellt ist dabei der Abbildungsmaßstab durch das Verhältnis von Bildabstand z_0 und Objektabstand Z_0 , den jeweiligen Abständen zur reduzierten Abbildungsoptik, gegeben.

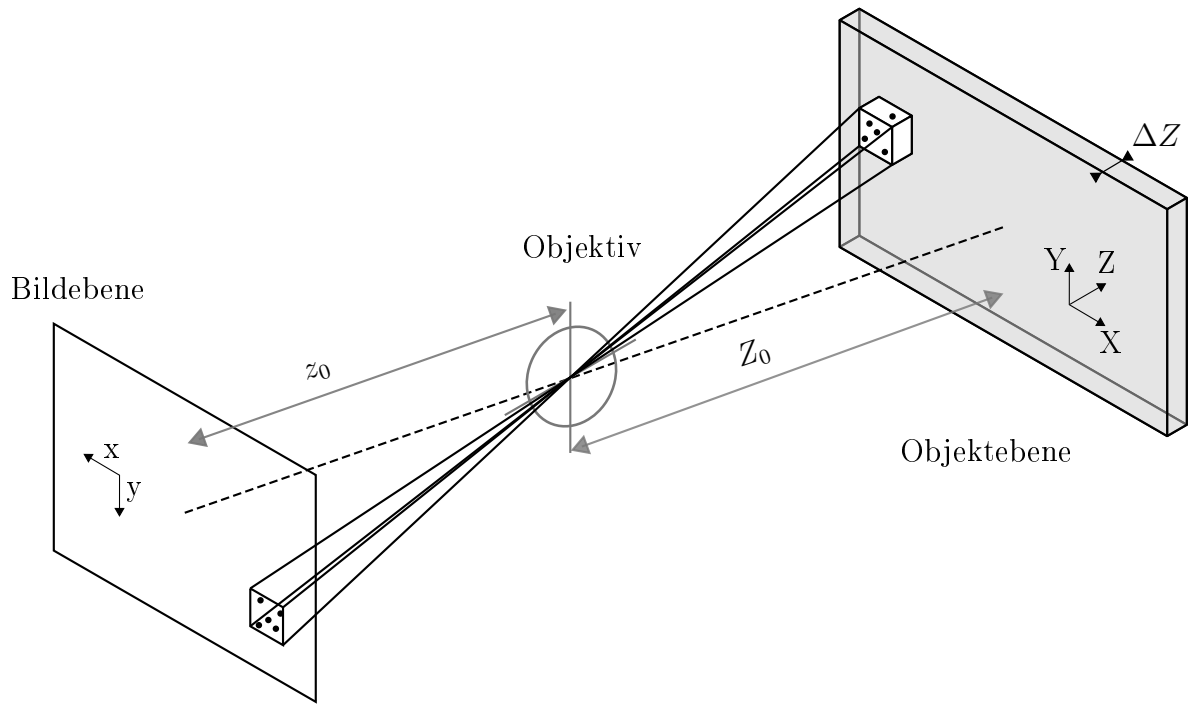


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Ersatzsystems zur Bestimmung der Abbildungseigenschaften.

$$M_0 = \frac{z_0}{Z_0} \quad (3.3)$$

Die Annahme eines konstanten Abbildungsmaßstabs in der gesamten Bildebene setzt voraus, dass sowohl Bildebene als auch Objektebene und Hauptebene des reduzierten Linsensystems parallel zueinander angeordnet sind. In der Realität ist dieser Zustand nur schwer herzustellen. Hinzu kommen Abbildungsfehler in Form von Verzerrung, Verdrehung, Bildfeldwölbung und weitere Linsenfehler. Um die Auswirkung dieser Fehler ganz oder teilweise kompensieren zu können, existieren unterschiedliche Korrekturverfahren, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

Grundsätzlich basieren die Korrekturverfahren auf Aufnahmen einer Kalibrationsplatte mit bekannter Geometrie. Die Kalibrationsplatte verfügt über Markierungen, deren Position im aufgenommenen Bild ermittelt werden kann. Da die Position der Markierungen auf der Platte bekannt ist, kann damit auch eine Zuordnung der Raumpunkte des Objektraums zu den Pixelkoordinaten der Bildebene hergestellt werden. Wenn zudem die Anordnung der Kalibrationsplatte relativ zum Messobjekt bzw. Labor bekannt ist, können die Bildkoordinaten in die Laborkoordinaten überführt werden. Darüber hinaus lassen sich mit diesem Verfahren auch die Daten verschiedener Kamerasysteme, die dieselbe Kalibrationsplatte abbilden, in ein gemeinsames Koordinatensystem transformieren.

Die mathematischen Modelle, die die Koordinatentransformation ermöglichen, unterscheiden sich und müssen abhängig von den vorhandenen Abbildungsfehlern und der Kalibrationsplatte ausgewählt werden. Ein einfaches Modell, welches sehr stark an die einfache Vor-

stellung des in Abbildung 3.1 dargestellten Schemas angelehnt ist, wird als *Lochkamera-Modell* bezeichnet. Das Modell zeichnet sich durch außerordentliche Robustheit aus, kann jedoch Verzerrung nur in geringem Maße korrigieren [59]. Auf der Basis einer polynomialen Annäherung formuliert Soloff [117] ein Modell zur Korrektur von Verzerrungen. Vom Aufbau ähnelt dieses der Korrektur von Willert [148] für stereoskopische Abbildung. Wieneke [146] schlägt ebenfalls für stereoskopische Abbildung ein Korrekturverfahren vor, welches die auf einer Kalibrationsplatte basierende ursprüngliche Registrierung iterativ auf Basis der Partikelbilder der Kameras optimiert.

Linearität Die Linearität einer Kamera bezieht sich auf das Verhältnis der gemessenen Signalintensität zur eingestrahlten Irradianz. Im Idealfall sollte diese Beziehung über den gesamten Dynamikbereich und über die gesamte fotosensitive Fläche des Sensors konstant sein. Während dies für CCD-Sensoren allgemein hinreichend gut erfüllt ist, stellt sich die Situation für CMOS-Sensoren anders dar. Die Pixel von CMOS-Sensoren bestehen aus Photodioden und verfügen über je eine eigene Ausleseeinheit, bestehend aus mehreren Feldeffekttransistoren. Die Umwandlung des analogen Spannungssignals erfolgt in Digital-Analog-Wandlern, jeweils für eine Gruppe von Pixeln. Aufgrund von Fertigungstoleranzen haben diese Auslese- und Digitalisierungskreise unterschiedliche Charakteristika, was zu räumlich inhomogener Linearität des CMOS-Sensors führt [17, 100, 140]. Darüber hinaus ist die Konversion von eingestrahlter Intensität zu Signalstärke bei CMOS-Sensoren vor allem bei niedrigen Intensitäten nicht linear [48]. Zur Korrektur kann nach dem Verfahren von Weber et al. [140] eine Linearisierungskennlinie für jedes Pixel erstellt werden, mit welcher gemessene Grauwerte im Nachhinein linearisiert werden.

Rauschen Als Rauschen bezeichnet man die Fluktuationen, die einem Signal durch den Messvorgang aufgeprägt werden. Das Rauschen kann unterschiedliche Ursachen haben. Für Kamerasensoren sind die maßgeblichen Rauschanteile das *Dunkelstromrauschen* und das *Photonenrauschen*. Das Dunkelstromrauschen entsteht durch Schwankungen in der Auslesung der Spannungswerte der einzelnen Pixel und deren Konversion in diskrete Intensitätswerte. Es wird daher auch als *Ausleserauschen* bezeichnet. Dunkelstromrauschen verhält sich stochastisch. Es kann über Mittelwert und Standardabweichung der Fluktuation für jedes Pixel quantifiziert werden. Es lässt sich durch Aufnahmen visualisieren, bei denen der Kamerasensor abgedeckt wird und so kein Licht auftreffen kann. Kamerainterne Korrekturverfahren nutzen ein solches Dunkelbild, um das Ausleserauschen zu korrigieren, indem die Intensitätswerte des Dunkelbildes von den originären Intensitäten abgezogen werden. Durch die stochastische Natur des Dunkelstromrauschens ist dies jedoch mit zusätzlichen Fehlern verbunden, weil ein zufälliges Dunkelbild subtrahiert wird. Sinnvoller ist es, ein Ensemblemittel von Dunkelbildern zu bestimmen und dieses zu subtrahieren. In der Praxis hat sich gezeigt, dass zur Charakterisierung der im Zuge dieser Arbeit verwendeten Kameras 200 Aufnahmen ausreichen, um die Rauschverteilung mit hinreichend kleinen Residuen zu bestimmen. Die Standardabweichung des Ensemblemittels gibt schließlich Aufschluss über den verbleibenden Fehler.

Das Photonenrauschen liegt in der stochastischen Natur des Photonenstroms auf den Kamerasensor begründet [59]. Die von den Objekten im betrachteten Objektraum ausgesendeten oder gestreuten Photonen erreichen den Sensor nicht in einem gleichmäßigen Strom, da ihre Ursprungsprozesse (Streuung, Lumineszenz, Fluoreszenz) ebenfalls stochastischer Natur sind. Es handelt sich um einen unvermeidbaren Rauschanteil, der nicht direkt dem Kamerasystem zuzuordnen ist. Die Photonenrauschcharakteristik lässt sich durch eine Poisson-Verteilung darstellen. Hierbei wird deutlich, dass das Photonenrauschen im Gegensatz zum Dunkelstromrauschen signalabhängig ist und einen größeren Einfluss bei hohen Signalintensitäten zeigt. Da sich Hochgeschwindigkeitsdiagnostik in der Regel nicht durch ein Überangebot an Signal auszeichnet, ist der Effekt oft - im Vergleich zu anderen Fehlerquellen - oft vernachlässigbar.

Abschließend ist zu sagen, dass das Rauschverhalten aller gängigen Hochgeschwindigkeitskameras stark temperaturabhängig ist [132, 140]. Es ist daher sowohl bei der Charakterisierung als auch im Experiment darauf zu achten, die Kameras keinen größeren Temperaturschwankungen auszusetzen. Ein klimatisiertes Labor und eine ausreichende Warmlaufphase vor dem Messbeginn sind unerlässlich.

3.1.2 Bildverarbeitung

Um bildgebende Messtechnik gewinnbringend einzusetzen, beginnt der eigentliche Arbeitsaufwand erst nach der Bildaufnahme. Das erste Ergebnis einer Messung ist eine Grauwertverteilung. Diese kann, wie in den vorherigen Kapiteln erläutert, nun korrigiert, mit Skalen versehen und bezüglich des Rauschens quantifiziert werden. Letztlich ändert dies aber nichts an der Tatsache, dass in den wenigsten Fällen die Grauwertverteilung alleine schon hilfreiche Informationen zum Verständnis technischer Verbrennung liefert. Aus diesem Grund ist die Verarbeitung der digitalen Bilddaten eine Kernaufgabe des Diagnostikers. Die Schwierigkeit hierbei liegt darin, aus der breiten Masse an Bildbearbeitungsmöglichkeiten [59] die auszuwählen, welche zur Beantwortung der wissenschaftlichen Fragestellung am hilfreichsten ist, und gleichzeitig den Einfluss dieser Methode auf Fehler und Ungenauigkeiten zu berücksichtigen. Hinzu kommt die Tatsache, dass immer leichter verfügbare Hochgeschwindigkeits- und Mehrdimensionalmethoden sowie der Fortschritt bezüglich Sensorauflösung und -aufnahmerate auch die produzierte und zu verarbeitende Datenmenge immer weiter vergrößern. Damit steigen auch die Anforderungen an die digitale Bildverarbeitung, sowohl hardware- als auch softwareseitig. In den folgenden Kapiteln, vor allem in Abschnitt 4.4, werden die im Rahmen dieser Arbeit angewendeten Methoden detailliert erläutert.

3.2 Partikelbasierte Verfahren

Partikelbasierte Verfahren der Lasermesstechnik nennt man solche, bei denen dem betrachteten Fluid zur Visualisierung von Strömungseigenschaften zusätzliche Teilchen hin-

zugefügt werden. Diese Teilchen können sowohl flüssig als auch fest sein, da die Beschaffenheit der Partikel an das Messverfahren angepasst werden muss. Im Folgenden werden Partikeleigenschaften und mögliche Materialien vorgestellt. Weiterhin werden die Messverfahren, welche im Zuge der Erstellung dieser Arbeit zum Einsatz kamen, erläutert. Dies ist zunächst die theoretische Grundlage aller partikelbasierten Streulichtmessverfahren, die nach ihrem Begründer Gustav Mie benannte Theorie der *Mie-Streuung*. Anschließend werden die in dieser Arbeit angewandten Methoden *Particle Image Velocimetry* bzw. *Stereoscopic Particle Image Velocimetry* sowie die Bildsegmentierung mittels Detektion des Partikeldichtesprungs erläutert.

3.2.1 Partikel

In partikelbasierten Messverfahren sind die Partikel selbst als Sensoren anzusehen, da sie dazu dienen, die Bewegung der Strömung zu visualisieren. Praktisch wird nicht die Strömungsbewegung gemessen, sondern die Bewegung der Partikel. Aus diesem Grund sind die Partikel, gleichsam aller anderen Sensoren, zu charakterisieren.

Partikelmaterialien Prinzipiell ist eine Vielzahl von Materialien als Streupartikel denkbar. Sie lassen sich in flüssige und feste Materialien unterscheiden. Typische Beispiele für flüssige Materialien sind Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) oder Silikonöle. Ein großer Vorteil dieser Materialien ist die einfache Einstellbarkeit der Tröpfchengröße, die annähernd sphärische Form sowie eine sehr homogene Verteilung der Tröpfchen im Trägermedium. Für die Verbrennungsforschung nachteilig ist, dass die Tröpfchen bei hohen Temperaturen verdampfen und schließlich kein Licht mehr streuen können. Die Verdampfungstemperatur der Tröpfchen ist zwar materialabhängig, jedoch liegt sie allgemein unterhalb der üblichen Temperaturen in technischen Verbrennungssystemen, mit flüssigen Materialien können demnach keine Messungen in der direkten Umgebung von Flammen durchgeführt werden. Aus diesem Grund werden für Untersuchungen in Flammen häufig feste Partikel eingesetzt. Weit verbreitet sind hier Titaniumdioxid, Magnesiumoxid oder Alumina-Partikel. Im Vergleich zu flüssigen Tröpfchen ist die Bereitstellung von Feststoffpartikeln meist deutlich komplizierter, da sie zu Agglomeraten neigen und somit eine sehr große Streuung in der Partikelgrößenverteilung aufweisen. Zudem ist ihr Streuverhalten stark von der ungleichmäßigen Kontur der Partikel abhängig. Eine Übersicht verschiedener Partikelmaterialien und deren Eigenschaften findet sich auch in [79].

Strömungsfolgevermögen Partikelbasierte Messverfahren sind indirekte Messverfahren, da nicht die Fluibewegung selbst, sondern die der Impfpartikel abgebildet wird. Die grundlegende Annahme ist, dass die Partikel der Strömung ausreichend gut folgen können. Das Strömungsfolgevermögen, also die Fähigkeit der Partikel den Bahnlinien der Strömung zu folgen, hängt von Partikelgröße und -masse sowie von der Viskosität der

Strömung ab. Für ein Partikel mit Durchmesser und Dichte lässt sich nach [5] eine Grenzfrequenz der Strömungsfolgefähigkeit berechnen.

$$f_{\text{fol, lim}} = \frac{1}{2 \pi t_{\text{fol, lim}}} \quad (3.4)$$

Hierin ist $t_{\text{fol, lim}}$ eine Zeitkonstante, welche die Stoff- und Längenmaße von Partikel ($.P$) und umgebendem Fluid ($.F$) zusammenfasst.

$$t_{\text{fol, lim}} = \frac{d_P^2 \rho_P}{18 \nu_{\text{fluid}} \rho_{\text{fluid}}} \quad (3.5)$$

Diese Grenzfrequenz kann mit den Zeitskalen der turbulenten Strömung verglichen werden. Auf diese Weise kann einerseits bestimmt werden, welcher Anteil der Strömungsdynamik abgebildet werden kann. Andererseits kann jedoch auch eine maximale Partikelgröße bestimmt werden, die zur Abbildung einer bestimmten Anwendung nicht überschritten werden darf. Es wird an dieser Stelle auch deutlich, dass die Partikelgröße die einzig praktisch nutzbare Stellschraube zur Optimierung des Folgevermögens ist, da alle weiteren in Gleichung 3.5 eingehenden Parameter direkten Einfluss auf die Strömung haben oder kaum variabel sind, weil etwa das Partikelmateriale, wie in Abschnitt 3.2.1 und im Folgenden erläutert, häufig weiteren Zwängen unterliegt. In [79] findet sich eine Übersicht verschiedener Abschätzungsmethoden für das Folgevermögen der Partikel.

Wechselwirkung mit der Flamme Für die Anwendung in Flammen ist Wissen über die Wechselwirkung der Partikel oder Tröpfchen mit der Flamme entscheidend. Allgemein verdampfen flüssige Tropfen bei steigender Temperatur, z. B. in der Vorwärmzone einer Flamme, bei gleichbleibendem Druck. Je nach verwendetem Fluid kann sich die Temperatur, bei der dies geschieht unterscheiden, in aller Regel ist sie jedoch geringer als die in Flammen vorherrschenden Temperaturen. Dies bewirkt, dass die Streukraft des Partikels stark abnimmt und das gestreute Licht nicht mehr von der Kamera detektiert werden kann. Darüber hinaus beeinflusst sowohl das Verdampfen des Partikels als auch die folgende Interaktion mit der Reaktionszone die Flamme, einerseits durch die lokale Verdunstungskühlung und anschließend durch die Vermischung oder Reaktion mit den Reaktionsprodukten und -edukten. Vor allem wenn Öle als Impffluid eingesetzt werden müssen diese streng genommen dem Brennstoff zugerechnet werden, da die Beigabe eines zusätzlichen Kohlenwasserstoffs das Äquivalenzverhältnis ändert.

Feststoffpartikel werden meist als chemisch inert angesehen, sie nehmen vordergründig nicht an der Verbrennungsreaktion teil. Jedoch werden die Partikel ebenfalls aufgewärmt, was der Flamme Wärme entzieht. Bei Feststoffpartikeln ist weiterhin zu beobachten, dass diese bei hoher Erhitzung glühen, d.h. unabhängig von der Beleuchtung durch einen Laserpuls Photonen verschiedener Wellenlänge emittieren. Dieses Verhalten kann unter Umständen breitbandig detektierende Messsysteme beeinflussen und ist vor allem bei kombi-nativen Messverfahren zu beachten. Diese Phänomene sind immer von der Partikelgröße und dem Massenanteil in der zu untersuchenden Strömung sowie den materialspezifischen Eigenschaften abhängig.

Es besteht ein Zielkonflikt hinsichtlich der höheren Streukraft größerer Partikel und der Beeinflussung der Flamme sowie dem schlechteren Strömungsfolgevermögen. Letztlich ist eine fragestellungsbezogene Fehlerabschätzung zur Kompromissfindung nötig.

3.2.2 Mie-Streuung

Die physikalische Grundlage der im Folgenden erläuterten Messverfahren ist die Streuung von Laserlicht an Partikeln oder Tröpfchen. Die Streuung von sichtbarem Licht an sphärischen Objekten wurde 1908 von Gustav Mie theoretisch beschrieben [57, 80]. Entsprechend der Theorie der nach ihm benannten Mie-Streuung hängt die Streukraft der Partikel neben dem Verhältnis der Brechungsindizes des Partikels und seiner Umgebung auch von der Partikelgröße und -form ab. Außerdem hängt die Streuung auch von der Polarisation des eingestrahnten Lichtes und dem Betrachtungswinkel ab [100]. Abbildung 3.2 zeigt die Unterschiede in der Streukraft von Öltröpfchen mit einem Durchmesser von $1\text{ }\mu\text{m}$ (links) bzw. $10\text{ }\mu\text{m}$ (rechts) in Luft. Die Isolinien entsprechen in beiden Graphen gleicher Skalierung. Neben der deutlich stärkeren Streukraft des größeren Tröpfchens ist deutlich die Betrachtungswinkelabhängigkeit der Streuung erkennbar. Man spricht in diesem Zusammenhang in Bezug auf das eingestrahlte Licht auch von Vorwärts- beziehungsweise Rückwärtsstreuung.

Vor allem bei hohen Impfpartikeldichten kann Mehrfachstreuung, d.h. gestreutes Licht, welches nochmals an einem oder mehreren Partikeln gestreut wird, auftreten. Mehrfachstreuung führt neben einer insgesamt erhöhten Lichtintensität auf dem Detektor zu fehlerhafter Partikelabbildung beziehungsweise fehlerhafter räumlicher Registrierung, weil das Streulicht der Partikel auf dem Weg zum Detektor abgelenkt wird [100].

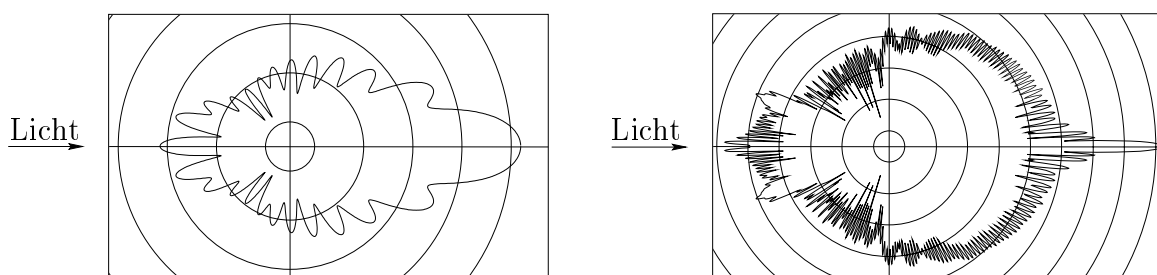


Abbildung 3.2: Streuung von Laserlicht der Wellenlänge $\lambda = 532\text{ nm}$ an Öltröpfchen mit einem Durchmesser von $1\text{ }\mu\text{m}$ (links) bzw. $10\text{ }\mu\text{m}$ (rechts) in Luft. Die Isolinien entsprechen in beiden Graphen gleicher Skalierung. Darstellung entnommen aus [100].

3.2.3 Particle Image Velocimetry

Die *Particle Image Velocimetry* ist ein Messverfahren zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeiten in einer Ebene. In der einfachsten Form werden die Anteile des Geschwindigkeitsvektors in der Messebene bestimmt, man spricht auch von *2D2C-PIV*, wobei „2D“ hier für das flächige Messfeld und „2C“ für die zwei Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in den Ebenenhaupttrichungen stehen. Dabei wird die Geschwindigkeit der Strömung indirekt über die Bewegung zugesetzter Partikel bestimmt. Zur Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung in einer Messebene wird die Strömung in diesem Bereich durch einen zu einem *Lichtschnitt* aufgeweiteten Laserstrahl beleuchtet. Durch zwei kurze Laserpulse mit Zeitabstand Δt hintereinander wird die Mie-Streuung der Partikel in der Messebene auf einen Kamerachip abgebildet. Da die Laserpulse im Vergleich zur Strömungsgeschwindigkeit sehr kurz sind, wird angenommen, dass innerhalb der Belichtung keine detektierbare Bewegung der Partikel stattfindet, die Strömung gilt als *eingefroren*. Hierbei gibt es verschiedene Aufnahmemodi, der in der Praxis am häufigsten verwendete ist der sogenannte *Doppelschuss*, bei dem jeder Laserpuls einzeln auf den gleichen Kamerasensor abgebildet wird. Voraussetzung hierfür ist, dass die Daten der ersten Belichtung schnell genug ausgelesen werden können, sodass keine Ladungsüberträge in die zweite Belichtung stattfinden. Die so auf dem Sensor abgebildeten Partikelbilder bzw. Grauwertverteilungen der Zeitschritte t_1 und $t_1 + \Delta t$ werden nun, wie in Kapitel 3.1.1 erläutert, räumlich registriert und entzerrt, bevor sie in einzelne Abfragefenster $I_1(i, j)$ und $I_2(i, j)$ unterteilt werden. Anschließend werden - nach der Durchführung gegebenenfalls notwendiger Filteroperationen - zweidimensionale Kreuzkorrelationen der Abfragefenster berechnet. Abbildung 3.3 zeigt das Messprinzip der Particle Image Velocimetry, wobei die Kreuzkorrelation Anhand der Summation der Abbildungen I_1 und I_2 und der einzelnen Punktverschiebungsvektoren veranschaulicht ist.

$$R_{I_1 I_2}(m, n) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N I_1(i, j) I_2(i + m, j + n) \quad (3.6)$$

Das Ergebnis dieser Operation, die Matrix $R_{I_1 I_2}$, stellt eine zweidimensionale Verteilung der Korrelationswerte, die so genannte *Korrelationskarte*, dar. Die Position des Maximums der Korrelationsmatrix gibt Aufschluss über die wahrscheinlichste Bewegungsrichtung, in Abbildung 3.3 dargestellt durch den roten Vektorpfeil, sowie den entsprechenden Betrag der Partikelbewegung. An dieser Stelle wird deutlich, dass es sich bei der PIV um eine statistische Messmethode handelt, da nicht die Bewegung einzelner Partikel betrachtet, sondern immer eine gewichtete Mittelung der Bewegung aller Partikel in einem Abfragefenster bestimmt wird. Schließlich kann mit der Partikelbewegung und dem bekannten Zeitabstand zwischen den beiden Aufnahmen, Δt , ein Geschwindigkeitsvektor für das Abfragefenster bestimmt werden.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass in dieser Arbeit auch eine Abwandlung der Doppelschussmethode angewendet wird, welche als *Zeitreihen-PIV* bezeichnet wird. Hierbei werden entsprechend einem cinematografischen Verfahren kontinuierlich hintereinander Belichtungen abgebildet, wobei der Abstand zwischen den Laserpulsen immer gleich bleibt. Der Vorteil dieser Variante liegt darin, dass jeweils die Aufnahmen aufeinanderfolgender Zeitschritte miteinander korreliert werden können, also I_1 mit I_2 , I_2 mit I_3 et cetera. Im

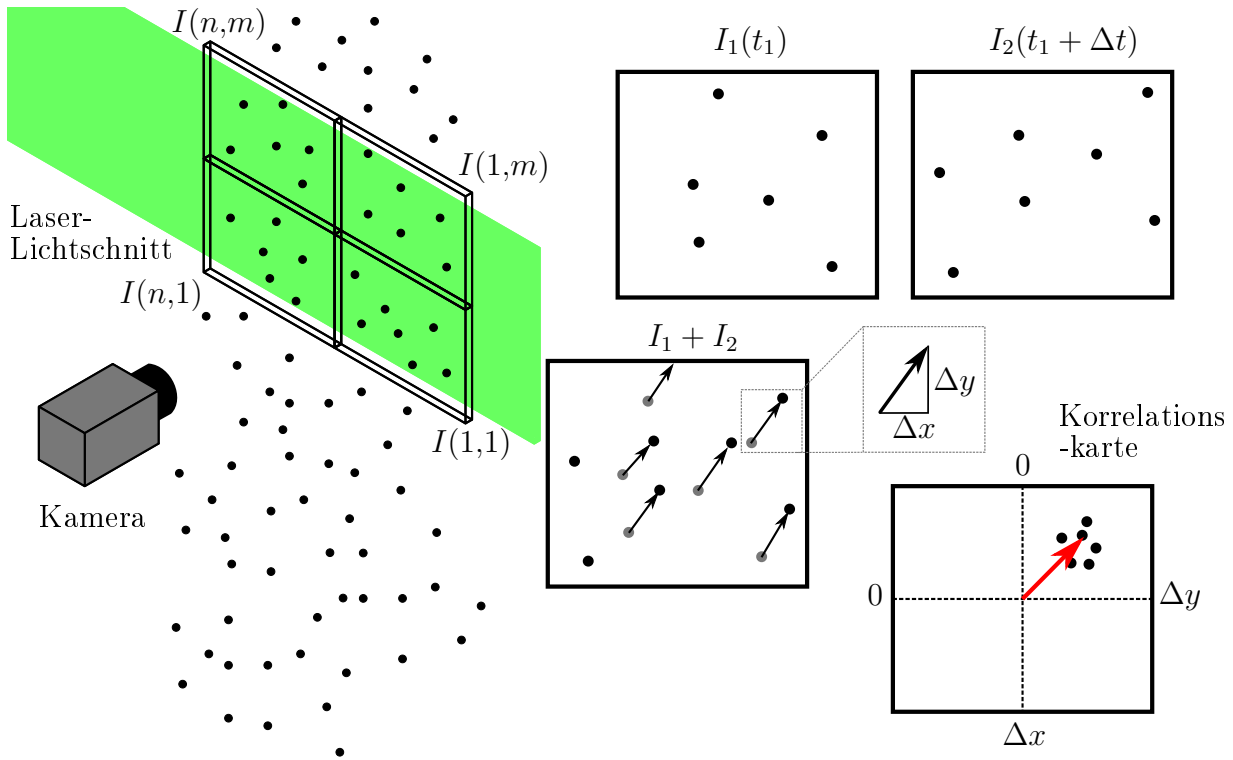


Abbildung 3.3: Vereinfachte Prinzipdarstellung der Particle Image Velocimetry.

Vergleich dazu können bei cinematografischem Doppelschuss-PIV (mit nicht äquidistanten Pulsabständen) jeweils nur die Bilderpaare I_1 mit I_2 , I_3 mit I_4 , usw. korreliert werden. Die PIV ist eine disziplinenübergreifend eingesetzte und weiterentwickelte Methode mit einer riesigen Anwendergemeinschaft in Forschung und Entwicklung. Es existiert daher eine Vielzahl von Verfeinerungen, Optimierungen und Adaptionen, die das grundlegende Konzept erweitern. Aus Platz- und Sinngründen wird daher an dieser Stelle auf die ausgezeichnete Literatur zu diesem Thema [5, 100, 145] verwiesen. Die Schritte, welche für diese Arbeit von besonderer Bedeutung sind, werden im Folgenden und in Kapitel 4.4 aufgegriffen.

Fehlerabschätzung Ein Kernproblem von PIV-Messungen ist die Abschätzung des Messfehlers. Die Schwierigkeit liegt hierbei in der Mannigfaltigkeit der Fehlerursachen, welche es erschwert, PIV-Messungen mit anderen Messmethoden oder mit numerischen Strömungssimulationen zu vergleichen. Zunächst sind dies die Abbildungsfehler und die Abweichung der Seedingpartikelbahnen von den Stromlinien (siehe Kapitel 3.1.1 und 3.2.1). Hinzu kommen Fehler, welche durch die Anwendung der Kreuzkorrelation und der Detektion des Korrelationsmaximums eingeführt werden [58]. Eine weitere Fehlerursache liegt in der zeitlichen und räumlichen Diskretisierung des Verfahrens bzw. dem eingeschränkten Dynamikbereich [4]. Diese wirken sich besonders auf die Berechnung abgeleiteter Größen wie Geschwindigkeitsgradienten aus. Foucaut und Mitarbeiter [42] untersuchten diese Fehler und Filterverfahren, welche eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse

mit Simulationen ermöglichen sollen.

Neben den systematischen Fehlern, welche die Aerodynamik betreffen, existieren auch Fehler, welche durch das Vorhandensein einer Flamme eingeführt werden. Die *Thermophorese* sorgt für eine größenabhängige Beschleunigung von Partikeln in der Nähe von starken Temperaturgradienten, wie sie beispielsweise an Flammenfronten auftreten. Der Effekt kann abgeschätzt werden und ist auf die direkte Umgebung ($\approx 1\text{ mm}$) der Flammenfront beschränkt.[8, 52, 53]. Die Vielzahl und Diversität der Fehlerursachen hat in der jüngeren Vergangenheit zu Versuchen geführt, einen globalen Messfehler zu definieren, welcher im Rahmen der Datenauswertung auf statistischer Basis ermittelt wird [114, 147].

3.2.4 Stereoskopische Particle Image Velocimetry

Bei der *Stereoskopischen Particle Image Velocimetry* (SPIV oder auch Stereo-PIV) handelt es sich um die am weitesten verbreitete Weiterentwicklung der klassischen PIV. Die Erweiterung liegt darin, dass zu den Geschwindigkeitskomponenten der Ebene auch die ebenennormalen Anteile des Geschwindigkeitsvektors ermittelt werden. Das Messvolumen bleibt weiterhin dünn im Vergleich zu den Ebenendimensionen, weshalb sich analog zur einfachen PIV als Kurzbezeichnung auch *2D3C-PIV* etabliert hat.

Der augenscheinlichste Unterschied im Messarrangement ist der stereoskopische Kameraaufbau, welcher aus zwei Kameras und einem Laserlichtschnitt besteht. In der Regel werden die zwei Kameras unter Winkeln α_i zum Lichtschnitt, welcher in der X - Y -Ebene des Messvolumens liegt, aufgebaut, siehe Abbildung 3.4. Die Kameras werden in der X - Z -Ebene angeordnet, sofern der Bauraum dies ermöglicht, der Winkel zu dieser Ebene wird mit β_i bezeichnet. Die Kameras werden meist in der sogenannten *Scheimpflug-Anordnung* [99] aufgestellt, welche es ermöglicht, die Schärfenebene der Abbildung in die Ebene des Lichtschnitts zu legen. So ist es möglich, große Blendenöffnungen und damit hohe Lichtstärken zu erreichen und gleichzeitig trotz geringer Schärfentiefe sämtliche Partikel scharf abzubilden. Um dies zu erreichen, müssen die Objektiv und Kamerahauptachsen voneinander entkoppelt werden, da die Scheimpflug-Anordnung darauf basiert, dass sich Bildebene, Objektivhauptebene (OHE) und Sensorebene (SE) in einem Punkt schneiden. Zu diesem Zweck werden mechanische Halterungen genutzt, die eine Verkipfung der Kamera relativ zur Hauptachse des Objektivs um den Scheimpflugwinkel γ_i erlauben.

Korrekt justiert, bilden beide Kameras nun denselben Messbereich aus unterschiedlichen Blickwinkeln ab, sie sehen dieselben Partikel. Die Projektion der Partikelverschiebung $(\Delta x_i, \Delta y_i)$ in beiden Kameras ist aufgrund der unterschiedlichen Perspektive nicht identisch. Auf Basis der bekannten Winkel α_i, β_i lassen sich die detektierten Verschiebungen in der x - y -Ebene verknüpfen, um die Verschiebung in der z -Richtung zu ermitteln [98, 148]:

$$\tan \alpha_i = \frac{\Delta x_i}{\Delta z}, \quad (3.7)$$

$$\tan \beta_i = \frac{\Delta y_i}{\Delta z}. \quad (3.8)$$

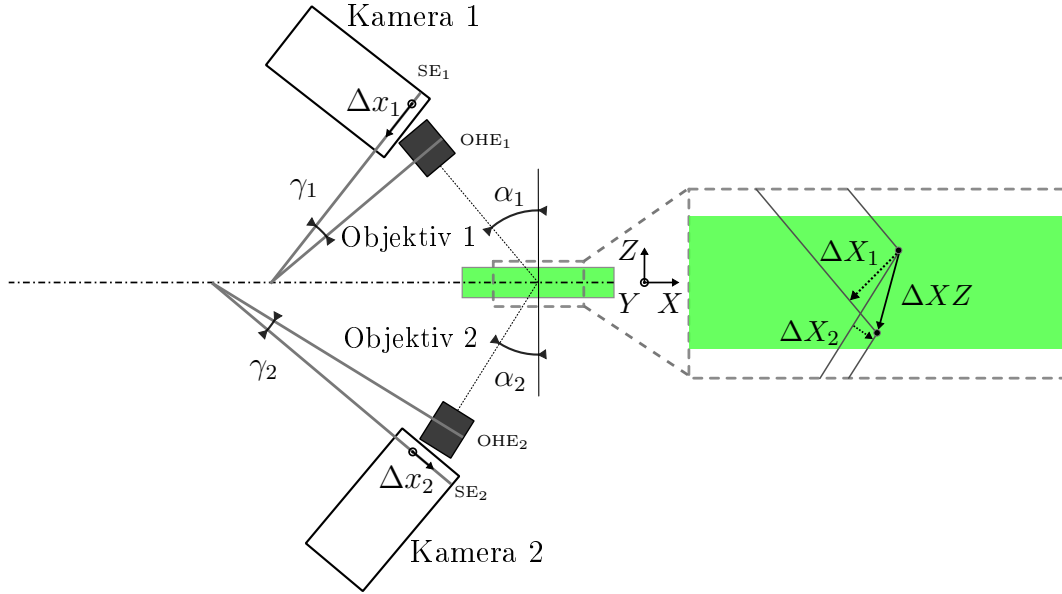


Abbildung 3.4: Stereoskopische Particle Image Velocimetry.

Mit der geometrischen Anordnung des Kameraaufbaus lassen sich so die drei Geschwindigkeitskomponenten errechnen:

$$u = \frac{u_1 \tan \alpha_2 + u_2 \tan \alpha_1}{\tan \alpha_1 + \tan \alpha_2}, \quad (3.9)$$

$$v = \frac{v_1 \tan \beta_2 + v_2 \tan \beta_1}{\tan \beta_1 + \tan \beta_2}, \quad (3.10)$$

$$w = \frac{u_1 - u_2}{\tan \alpha_1 + \tan \alpha_2} = \frac{v_1 - v_2}{\tan \beta_1 + \tan \beta_2}. \quad (3.11)$$

Hierbei muss die geometrische Anordnung der Kameras zueinander nicht am Messaufbau abgemessen werden. Eine dreidimensionale Kalibrationsplatte wird genutzt, um im Rahmen der räumliche Registrierung und Entzerrung den Aufbau zu rekonstruieren und die Winkel zu bestimmen. Eine entscheidende Verbesserung des Kalibrationsmodells kann erreicht werden, wenn eine iterative Verfeinerung der Kalibration anhand von Partikelbildern, wie von Wieneke [146] vorgeschlagen, durchgeführt wird.

Neben der hier beschriebenen allgemein bekannten Variante mit zwei individuellen Kameras findet inzwischen auch ein neues Verfahren Anwendung, welches nur eine Kamera benötigt [129]. Mittels einer sogenannten *Plenoptischen Kamera* kann die Tiefeninformation ermittelt werden. Hierbei werden vor dem Sensor rasterförmig sogenannte *Mikrolinsen* unterschiedlicher Brennweite angeordnet. Die Kamera bildet mehrere Schärfentiefeebenen ab, womit eine Zuordnung der Partikel zu einer Tiefenebene erreicht und somit die Rauminformation zur Verfügung gestellt werden kann.

3.2.5 Bildsegmentierung mittels Detektion des Partikeldichtesprungs

Neben der Flammenfrontdetektion anhand der laserinduzierten Fluoreszenz des OH-Radikals kann unter bestimmten Voraussetzungen auch die aus z. B. PIV-Messungen bereits vorhandenen Aufnahmen der Mie-Streuung von Seedingpartikeln zur Segmentierung eines Bildausschnitts, in dem sich eine Flamme oder ein Teil einer Flamme befindet, genutzt werden. Hierbei wird ausgenutzt, dass die Reaktion in der Flammenzone einen steilen Temperaturanstieg sowie eine damit verbundene Expansion der Verbrennungsgase verursacht. Bei Einsatz von Feststoffpartikeln unter atmosphärischen Bedingungen kann angenommen werden, dass die resultierende Dichteänderung, infolge des Temperaturanstiegs für eine proportionale Änderung der Partikeldichte im Frischgas und Abgas sorgt. Diese sprungartige Partikeldichteänderung über der Reaktionszone kann detektiert werden, was eine Segmentierung des Bildes in heißes (Partikeldichte gering) und kaltes (Partikeldichte hoch) Gas erlaubt [133]. Für den Fall, dass Seeding in Tropfenform vorliegt, verdampft dieses in der Regel bei einer materialabhängig konstanten Temperatur, welche in der Vorwärmzone der Flamme erreicht wird, und verbrennt anschließend. So kann hier zwischen kaltem Gas (detektierte Mie-Streuung) und heißem Gas (keine Detektion) unterschieden werden [10, 43, 45, 53, 86, 103–105]. Wenn Rezirkulation aufgrund der Strömungskonfiguration ausgeschlossen werden kann, wie in Gegenstromflammen, Gegenstrompropagationsszenarien oder in der Stabilisierungszone einer abgehoben brennenden Jet-Flamme, dann kann die auf diese Weise ermittelte Grenze zwischen heißen und kalten Gasen näherungsweise als Grenze der Reaktionszone betrachtet werden [141]. Es bleibt weiterhin ein Versatz zwischen der eigentlichen Grenze der Reaktionszone, welche durch den steilsten Gradienten der Konzentration des in der Reaktionszone gebildeten OH-Radikals abgebildet werden kann, und der detektierten Partikeldichtegrenze bzw. Tröpfchenverdampfungsgrenze. Der Versatz ist abhängig von dem Temperaturgradienten senkrecht zur Flammenfront, welcher von der Strömungskonfiguration und dem Brennstoff beeinflusst wird. Heeger [53] zeigt diesen Unterschied exemplarisch durch simultane Aufnahmen der Mie-Streuung von Impftröpfchen und der laserinduzierten Fluoreszenz von OH. Der Versatz muss bei entsprechender Weiterverarbeitung der Flammenfrontdaten als Unsicherheit berücksichtigt werden.

3.3 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

Wie bereits zuvor angesprochen, basiert die LIF auf einer resonanten Interaktion von Licht und Materie. Die Absorption von Photonen an Teilchen (Molekülen oder Atomen) bewirkt unter bestimmten Umständen die Änderung der energetischen Zustände der Teilchen. Die auf diese Weise erlangten energetischen Zustände sind in der Regel instabil, so dass sich eine Invertierung dieser Zustandsänderung anschließt, bei welcher Photonen emittiert werden können. Die LIF basiert auf der Detektion dieser Photonen. Dabei wird sich zunutze gemacht, dass die zugrunde liegenden photophysikalischen Prozesse sowohl von Molekül (bzw. Atom) und Anregung als auch vom thermodynamischen Zustand

(Druck, Temperatur) abhängig sind. Um diese Prozesse zu erklären und die detektierte Information quantifizieren zu können, müssen zunächst einige grundlegende Begriffe zum Aufbau der Teilchen erläutert werden. Die hier aufgeführten Grundlagen lassen sich auf Basis der Lehrbücher von Herzberg [55] und Demtröder [33] sowie der Sammlung von Kohse-Höinghaus und Jeffreys [64] nachvollziehen.

Resonante Wechselwirkung von Licht und Materie Die Energie eines Teilchens wird durch die Anordnung und relative Bewegung seiner Elemente zueinander bestimmt. Dabei können Teilchen nur diskrete energetische Zustände annehmen [55]. Für diese diskreten Energieniveaus existiert mit der zeitinvarianten *Schrödinger-Gleichung* eine Berechnungsgrundlage [33]. Auf Basis der Born-Oppenheimer-Näherung [18], welche die Bewegung von Atomkernen und Elektronen separiert, lässt sich die Energie eines Teilchens in elektronische, vibratorische und rotatorische Anteile zerlegen: $E = E_{elek} + E_{vib} + E_{rot}$. Der energetische Zustand eines Moleküls lässt sich, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, visualisieren. Im *Energieniveauschema* wird die Energie eines Teilchens E über dem intermolekularen Abstand r aufgetragen.

Als energetischen Grundzustand eines Moleküls bezeichnet man das Stadium, in dem die Orbitale der einzelnen Atomkerne maximal überlappen, wodurch die Bindungsenergie des Teilchens maximal ist. Die verschiedenen Möglichkeiten, für die diese Bedingung erfüllt

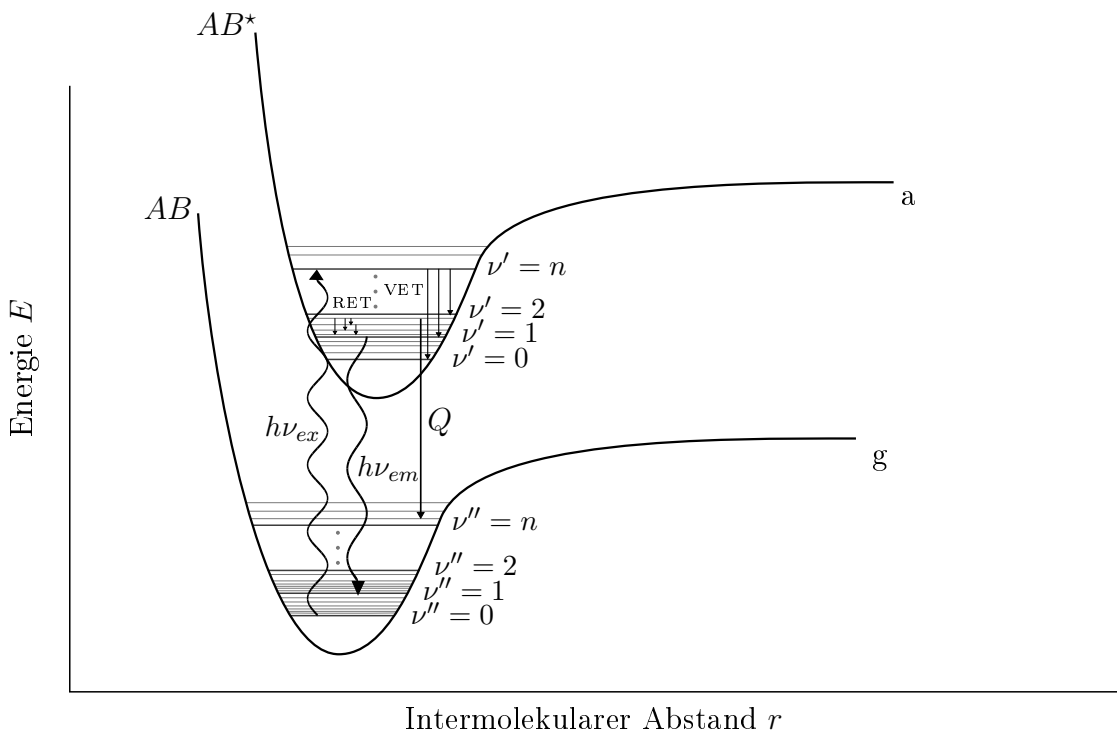


Abbildung 3.5: Vereinfachtes Energieniveauschema für ein diatomares Molekül mit dem Grundzustand g und dem angeregten Zustand a. Gezeigt sind die korrespondierenden Potentialtöpfe AB bzw. AB*, energetische Subniveaus und exemplarische Übergänge.

ist, können für einfache Teilchen, wie etwa das Wasserstoffatom, durch analytische Lösung der Schrödinger-Gleichung berechnet werden. Für komplexere Systeme werden diese verschiedenen Konfigurationen durch Modelle angenähert. Gebräuchlich ist die Überlagerung des *Morse-* und des *Coulomb-Potentials*. In Abbildung 3.5 wird die Überlagerung dieser sogenannten *Potentialtöpfe* des Grundzustands AB durch die Kurve g repräsentiert. Die Hüllkurve aller energetischen Niveaus des Grundzustands wird durch die *Vibrationsniveaus*, welche auch Banden genannten werden, unterteilt. Die einzelnen Banden sind mit den Vibrationsquantenzahlen $v'' = 0 \cdots n$ bezeichnet. Innerhalb der Banden existiert mit der Unterteilung in *Rotationsniveaus* eine weitere Feingliederung der Energie. Für eine statistisch relevante Menge von Teilchen existiert mit der *Boltzmann-Verteilung* eine temperaturabhängige charakteristische Bevölkerung der Rotations- und Vibrationsniveaus.

Erfährt ein Molekül AB im Grundzustand g mit Energie E_g eine Anregung durch die Absorption eines Photons, so kann es in einen angeregten Zustand AB^* übergehen. Nach Einsteins *Lichtquantenhypothese* [39] besitzt Licht Quanteneigenschaften und die Energie eines Photons E ist mit dem *Planck'schen Wirkungsquantum* h an seine Frequenz ν gekoppelt: $E = h \cdot \nu$ [95]. Trifft nun ein Photon der Energie $E_{ag} = h \cdot \nu_{ex} = E_a - E_g$ auf das Teilchen AB , wobei E_{ag} exakt der Differenz zweier diskreter Energieniveaus entspricht, so wird dieses mit der Wahrscheinlichkeit B_{ag} absorbiert. Wird das Photon absorbiert, so kann der Übergang entsprechend der Energie des Photons zwischen einzelnen diskreten Energieniveaus stattfinden.

Eine vielfach verwendete Nomenklatur für elektronische Übergänge basiert auf der Molekülorbitaltheorie [41], welche die einzelnen Elektronenstrukturen von Molekülen durch Vermischung der Atomorbitale beschreibt. In diesem Kontext spricht man von bindenden (σ und π) und nicht bindenden (σ^* und π^*) Molekülorbitalen sowie von nicht bindenden Molekülorbitalen, die mit einem freien Elektronenpaar besetzt sind (n). Ein elektronischer Übergang ändert die Molekülorbitalkonfiguration, daher spricht man auch von z. B. $n \rightarrow \pi^*$ -Übergängen. Die Klassifikation nach Molekülorbitalübergängen lässt auch eine Gruppierung der Absorptionsspektren zu, gleichartige Übergänge haben ähnliche Absorptionseigenschaften.

Der angeregte Zustand entspricht im Gegensatz zur Boltzmann-Verteilung keinem Gleichgewicht, er verfügt über eine begrenzte Lebensdauer. Anschließend bestehen für das Molekül verschiedene Möglichkeiten, wieder den Grundzustand zu erreichen. Einerseits sind dies strahlungslose Übergänge, z. B. Wechsel der Rotations- und/oder Vibrationsenergieniveaus durch Stöße, welche auch als Rotations- und Vibrationsenergietransfers (RET bzw. VET) bezeichnet werden [115]. Darüber hinaus kann die Energie per Stoß an weitere Moleküle übertragen werden, was als Stoßlöschung bezeichnet wird, oder das Molekül dissoziiert (zerfällt) infolge der Anregung. Wenn der angeregte Zustand AB^* in einem höheren elektronischen Zustand liegt, wie in Abbildung 3.5 dargestellt, so kann das Molekül auch unter spontaner Emission eines Photons der Energie $E_{em} = h \cdot \nu_{em}$ relaxieren. In der Regel ist der Übergang $AB^* \rightarrow AB$ eine Abfolge verschiedener Übergänge, sodass E_{em} nicht gleich E_{ag} ist. Oft finden zunächst RET und VET statt, sodass sich das Molekül im Zwischenzustand a^* befindet, bevor es durch spontane Emission wieder nach g relaxiert. Die Energie des emittierten Photons ist dann kleiner als die der Anregung, was sich in einer geringeren Frequenz ν_{em} und damit größeren Wellenlänge äußert, man spricht auch

von „rot verschobener“ Emission.

In diesem Zusammenhang ist die *Fluoreszenzausbeute* Φ das Verhältnis von absorbierten zu spontan emittierten Photonen, ausgedrückt durch den Einstein-A-Koeffizienten, welcher die Wahrscheinlichkeit für die spontane Emission eines Photons beim Übergang vom Zustand i in den Zustand j angibt, die Stoßlöschung Q und die Dissoziation P im Zustand i sowie die Wahrscheinlichkeiten der Emission beim Übergang vom Zustand i in alle möglichen Zustände k , $\sum_k A_{ik}$:

$$\Phi = \frac{A_{ij}}{\sum_k A_{ik} + Q_i(p, T) + P_i}. \quad (3.12)$$

Für alle genannten Energietransformmöglichkeiten lassen sich auf Basis der *quantenmechanischen Auswahlregeln* Eintrittswahrscheinlichkeiten bestimmen, was eine statistische Vorhersage des Verhaltens eines Molekülensembles bei bekannten Randbedingungen ermöglicht. Die Lebensdauern der angeregten Zustände variieren stark, was eine weitere Klassifizierung der strahlungsbehafteten Übergänge ermöglicht: Bei kurzen Lebensdauern (bis 100 ns, [113]) spricht man von *Fluoreszenz*, bei langen von *Phosphoreszenz*.

Messtechnische Anwendung Die resonante Interaktion von Licht und Materie ist stoffspezifisch, abhängig von Umgebungsbedingungen und statistisch vorhersagbar. Sie eignet sich daher prinzipiell zum Nachweis bestimmter Moleküle oder Spezies (bei bekannten Randbedingungen) oder zur Feststellung der Randbedingungen in einer bekannten stofflichen Umgebung. Hierzu wird in der Regel die emittierte Fluoreszenzintensität nach Anregung mit einem Laserstrahl bekannter und angepasster Wellenlänge detektiert, weshalb das Verfahren allgemein *Laserinduzierte Fluoreszenz* genannt wird. Zur Quantifizierung der LIF ist es zweckmäßig, die verschiedenen Einflussfaktoren auf das detektierte Fluoreszenzsignal S_{LIF} getrennt voneinander zu betrachten [116]. Dies sind die Anregung, die Emission des Moleküls sowie die Detektion. Die Anregung A_{LIF} ist abhängig von Laserintensität und Pulsdauer I_{Laser} bzw. τ_{Laser} , dem Integral des spektralen Überlapps zwischen Anregung und spektraler Bande des Moleküls $\Gamma(p, T)$, der Teilchendichte $N(p, T)$ und dem Boltzmann-Faktor $f_B(T)$, welcher die Wahrscheinlichkeit, mit der sich die Moleküle im Grundzustand befinden, angibt, und dem Einstein-B-Koeffizienten B_{ij} für die Anregung des Zustands i in den Zustand j [64].

$$A_{LIF} \propto B_{ij} I_{Laser} \tau_{Laser} \Gamma(p, T) N(p, T) f_B(T) \quad (3.13)$$

Die Photonen-Emission des Moleküls E_{LIF} ist abhängig von A_{ji} , dem Einstein-A-Koeffizienten der Übergangswahrscheinlichkeit für die spontane Emission eines Photons zwischen den Zuständen j und i , der Stoßlöschung $Q_j(p, T)$ sowie der Dissoziation P_j .

$$E_{LIF} \propto A_{ji} Q_j(p, T) P_j \quad (3.14)$$

Die Detektion ist von den Eigenschaften des Detektionssystems abhängig. Prinzipiell kommen hier für Punktmessungen Photomultiplier infrage. Im Kontext dieser Arbeit sind jedoch digitale Kamerasysteme im Mittelpunkt des Interesses, da sie bei flächiger Anregung des Messgebietes mit einem Laserlichtschnitt eine zweidimensionale Fluoreszenzintensitätsverteilungen detektieren können, man spricht auch von *Planarer Laserinduzierter Fluoreszenz* (PLIF). Üblicherweise werden im Abbildungssystem spektrale Filter

eingesetzt, welche Störungseinflüsse von Streulicht, Flammeneigenleuchten und elastischen Streuprozessen weitestgehend verhindern.

$$D_{LIF} \propto \Omega F_{fl} \epsilon_d \eta V \quad (3.15)$$

Die Detektion ist damit von dem Raumwinkel des Aufnahmesystems Ω , dem detektierten spektralen Anteil des LIF-Signals F_{fl} , der Effizienz des Detektors ϵ_d , dem Umwandlungsfaktor von Photonen in Elektronen η und dem durch den Laserstrahl bzw. den Laserlichtschnitt angeregten Messvolumen V abhängig.

Die LIF wird sowohl als qualitative als auch als quantitative Messmethode eingesetzt. Bei der Ermittlung der Flammenfrontposition anhand der LIF des Hydroxyl-Radikals wird beispielsweise in der Regel keine absolute Aussage über die Fluoreszenzintensität getroffen. Eine relative Aussage genügt in diesem Falle, da die nachzuweisende intermediäre Spezies, welche bei der Oxidation wasserstoffhaltiger Brennstoffe entsteht, nur in der Flammenzone auftritt. Es kann angenommen werden, dass an der Grenze der Reaktionszone die Konzentration stark ansteigt. Dieser Anstieg wird mittels LIF und durch Gradientenerkennung sichtbar gemacht [37]. Für viele andere Applikationen, bei denen absolute Konzentrationen oder Temperaturen gemessen werden, müssen jedoch Kalibrationsmethoden entwickelt und eingesetzt werden, die die komplizierte Photophysik abbilden können [62]. Basierend auf der Anregungsintensität und der Teilchenzahldichte des anzuregenden Moleküls, lassen sich zwei quantitative Verfahren prinzipiell unterscheiden. Dies ist zum einen die sogenannte *gesättigte* LIF, bei der die Anregung so stark ist, dass sich die anzuregenden Moleküle quasi ausschließlich im elektronisch angeregten Zustand befinden. Sobald unter diesen Bedingungen ein Molekül in den Grundzustand zurückfällt, trifft es sofort wieder auf ein Photon, welches eine erneute Anregung verursacht. In diesem Fall ist die Emission nicht mehr abhängig von einer weiteren Erhöhung der Anregungsintensität, ebenso spielt Stoßlöschung keine Rolle mehr. Hierbei ist zu beachten, dass die Laseranregung auch in der Lage sein kann, durch Photodissoziation Einfluss auf die Konzentrationen im Messvolumen zu nehmen und die Messung damit zu verfälschen. Im Gegensatz dazu ist im linearen Bereich der LIF, welcher mit niedrigeren Anregungsintensitäten verbunden ist, das Signal direkt von dieser abhängig. In diesem Bereich muss das Fluoreszenzverhalten hinsichtlich Stoßlöschung und Dissoziation, also den Emissionsparametern, mit entsprechenden Modellen abgebildet werden, um quantitative Ergebnisse zu erhalten. Auf diese Weise können beispielsweise auf Einzelschussbasis absolute Stoffkonzentrationen bestimmt werden. Weiterhin kann durch Anregung von zwei unterschiedlichen Übergängen und Verhältnisbildung unter Annahme einer Boltzmann-Verteilung kalibrationsfrei eine Temperaturverteilung bestimmt werden.

Neben dem Standardwerk von Kohse-Höinghaus und Jeffreys [64] existieren diverse hilfreiche Übersichtsartikel [30, 49, 62] und Textbücher [37], welche die Anwendung quantitativer LIF-Methoden in der Verbrennungsforschung zum Thema haben.

3.3.1 Laserinduzierte Fluoreszenz von Indikatormolekülen

Wie bereits erwähnt, ist die Charakterisierung der photophysikalischen Eigenschaften des angeregten Moleküls und seiner energetischen Übergänge bzw. deren Verhalten bei unter-

schiedlichen Anregungsintensitäten und Umgebungsbedingungen die Grundlage für eine erfolgreiche Applikation in der LIF. Gleichsam bedeutet dies, dass zur bestmöglichen Erfüllung einer bestimmten Messaufgabe ein „optimales“ Molekül bzw. ein „optimaler“ Übergang unter Berücksichtigung der vorhandenen Anregungs- und Detektionseinrichtungen ausgewählt werden muss. In bestimmten Fällen sind die in der zu untersuchenden Konfiguration vorhandenen Ausgangs- und intermediären Spezies ungeeignet. Dies ist zum Beispiel der Fall, wenn die Spezies nur sehr schwach oder bei Anregung mit sehr niedrigen (mit konventionellen Lasern schwer zu erreichenden) Wellenlängen fluoreszieren. Aus diesem Grund werden *Indikatormoleküle (Tracer)* eingesetzt. Die Tracer werden dem zu beobachtenden System - analog zu den Impfparkeln - zugesetzt, sodass ihre Konzentration homogen in den Ausgangsstoffen der Reaktion ist. Die photophysikalischen Eigenschaften der Indikatormoleküle sind Gegenstand umfangreicher Untersuchungen. Das Übersichtspapier von Schulz und Sick [113] bietet eine ausgezeichnete Grundlage für die Auswahl eines Tracers zur Messung von beispielsweise Brennstoff- bzw. Oxidatorkonzentrationen, Luft-Kraftstoff-Verhältnis oder Temperaturen unter den jeweilig gegebenen Randbedingungen hinsichtlich Temperatur und Druck. Die Interaktion des Tracers mit der Reaktion ist - analog zu den Impfparkeln - zu berücksichtigen.

Viele molekulare Tracer sind bei Raumtemperatur und Umgebungsdruck flüssig. Es existieren verschiedene Möglichkeiten, um diese für Messungen in der Gasphase aufzubereiten. Ziel ist, die zu untersuchenden Stoffströme homogen mit dem Tracer zu versetzen. Dies kann z. B. durch Verdampfen des Tracerfluids geschehen. Wenn der Verdampfungspunkt bei Umgebungsdruck nahe der Umgebungstemperatur liegt, können die Stoffströme direkt durch das Tracerfluid geleitet werden, wodurch dieses stark verwirbelt wird. An den Grenzflächen zwischen Fluid und Gas verdampft das Fluid und das Gas wird, sofern die Aufenthaltszeit ausreicht, mit Tracerdampf gesättigt. Da das Gas keinen zusätzlichen Dampf aufnehmen kann, wird so eine homogene Tracerkonzentration erreicht.

Messung des Mischungsbruchs mittels PLIF des Aceton-Moleküls Aceton ($CH_3 - CO - CH_3$) als Indikatormolekül für die LIF wurde zuerst von Lozano et al. [72] vorgeschlagen und charakterisiert. Als Vorteile gegenüber alternativen Tracern können der relativ hohe Dampfdruck, welcher eine hohe Sättigungskonzentration ermöglicht, die breitbandige Anregbarkeit und Emission, die hohe Effizienz und die kurze Fluoreszenzlebensdauer genannt werden. Weiterhin ist Aceton verhältnismäßig einfach in der Handhabung, da es ungiftig und leicht erhältlich ist.

Das Aceton-Molekül kann drei verschiedene elektronische Niveaus bevölkern. Dies ist der Grundzustand S_0 , der durch einen $n \rightarrow \pi^*$ -Übergang angeregte Singulett-Zustand S_1 und der Triplett-Zustand T_1 [72, 113]³. Allen Zuständen ist gemein, dass sie eine hohe Dichte von vibratorischen und rotatorischen Subniveaus besitzen. Dies erklärt die breitbandige Anregbarkeit bzw. Absorption des Moleküls. Durch die hohe Dichte an Subniveaus finden sich, abhängig vom vibratorischen und rotatorischen Subniveau im Grundzustand, für sehr

³Aufgrund der breitbandigen Anregbarkeit ist es nicht zweckmäßig, die einzelnen Anregungszustände des Aceton-Moleküls zu diskutieren. Daher bietet sich die vereinfachte Nomenklatur auf Basis der Spin-Multiplizität $2S + 1$ an, wobei S hier die Spinquantenzahl beschreibt. Für $2S + 1 = 1$ spricht man von einem *Singulett*-, für $2S + 1 = 3$ von einem *Triplett*-Zustand.

viele Wellenlängen anregbare vibratorische und rotatorische Niveaus im S_1 -Zustand. Daraus ergibt sich ein Absorptionsspektrum, welches über den Bereich von 220–330 nm reicht, wobei das Maximum bei etwa 270–280 nm liegt [72]. Fast alle in den S_1 -Zustand angeregten Moleküle relaxieren anschließend, indem sie via *Intersystem-Crossing* (ISC)⁴ in den Triplett-Zustand T_1 übergehen. Aus diesem Zustand relaxiert das Molekül gegebenenfalls zunächst durch vibronische Übergänge bevor es unter Emission eines Phosphoreszenz-Photons in den Grundzustand S_0 zurückfällt. Der Phosphoreszenzübergang wird bereits bei Präsenz kleinster Mengen Sauerstoff komplett durch Stoßlöschung unterbunden, die überschüssige Energie wird dann beim Übergang $T_1 \rightarrow S_0$ in Form von Wärme dissipiert. Der geringe Anteil an Molekülen, der nicht in den Triplett-Zustand übergeht, relaxiert in der Regel sehr schnell vibronisch innerhalb des S_1 -Zustands, bevor er unter Emission von Fluoreszenz-Photonen in den Grundzustand zurückfällt. Die Fluoreszenz ist ebenso wie die Absorption durch die vorgeschalteten vibronischen Relaxationen rot verschoben, das Fluoreszenzspektrum erstreckt sich von 300–500 nm wobei das Maximum etwa bei 370–410 nm liegt. Abbildung 3.6 zeigt das Schema der Energieübergänge des Aceton-Moleküls. Das photophysikalische Verhalten von Aceton ist, wie Schulz und Sick [113] zusammenfassen, entgegen erster Befunde [72] sowohl druck- als auch temperaturabhängig. Im Speziellen ist die Fluoreszenzausbeute $\Phi(p, T)$ von Druck und Temperatur abhängig, zusätzlich wird der Absorptionsquerschnitt von der Temperatur beeinflusst. Angaben zum Sättigungsverhalten der Aceton-Fluoreszenz bzw. zur Linearität in Abhängigkeit der Anregungsintensität finden sich beispielsweise in den Arbeiten von Bryant et al. [21] und Lozano et al. [72]. Das von Thurber et al. [127] entwickelte Modell der Aceton-Fluoreszenz respektiert die genannten Abhängigkeiten und bildet die Grundlage für die Simulation des Aceton-Fluoreszenzsignals.

Die wesentlichen Vorteile der Photophysik des Aceton-Moleküls aus Sicht der Anwendung als LIF-Tracer sind die breitbandige Anregbarkeit, die eine Vielzahl von Laserklassen einschließt. Dies bedeutet vor allem, dass kein abstimmbares Farbstofflasersystem mit hohem Justageaufwand und geringen Pulsenergien bzw. Wiederholraten eingesetzt werden muss. Zudem liegt ein wesentlicher Teil der Aceton-Fluoreszenz im Bereich sichtbaren Lichts, was eine Detektion ohne spezielle UV-transparente Objektive und Bildverstärker, welche teuer sind und die Abbildungseigenschaften verschlechtern, ermöglicht. Aceton ist also nicht nur in der Handhabung unkompliziert, auch die Anregung und Detektion benötigt weniger spezielle Hardware als andere Tracer, was experimentelle Untersuchungen kostengünstiger und unkomplizierter macht. Hinzu kommt, dass die Quanteneffizienz zwar mit $\Phi = 0,0002$ gering ist, der Fluoreszenzprozess selbst jedoch äußerst robust gegenüber kleinen Änderungen der Randbedingungen ist. Kurz gesagt: Aceton fluoresziert zwar nicht stark, aber zuverlässig.

Aceton-LIF wurde vielfach zur Bestimmung von Konzentrationen bzw. Massen- und Molbruch in isothermer Strömung [25, 32, 149] und zur Messung von Temperaturfeldern [126, 128] in Einzelschussverfahren eingesetzt. Es zeigt sich hier, dass Aceton-LIF besonders zur Untersuchung von Mischungsproblemen, also etwa zur Messung von Mischungsbruch, Brennstoff- oder Oxidatorkonzentration, unter Umgebungsbedingungen geeignet ist, da das Fluoreszenzsignal in diesen Fällen linear von der Tracerkonzentration abhängt,

⁴Als Intersystem-Crossing versteht man strahlungslose Übergänge vom Singulett- in den Triplett-Zustand.

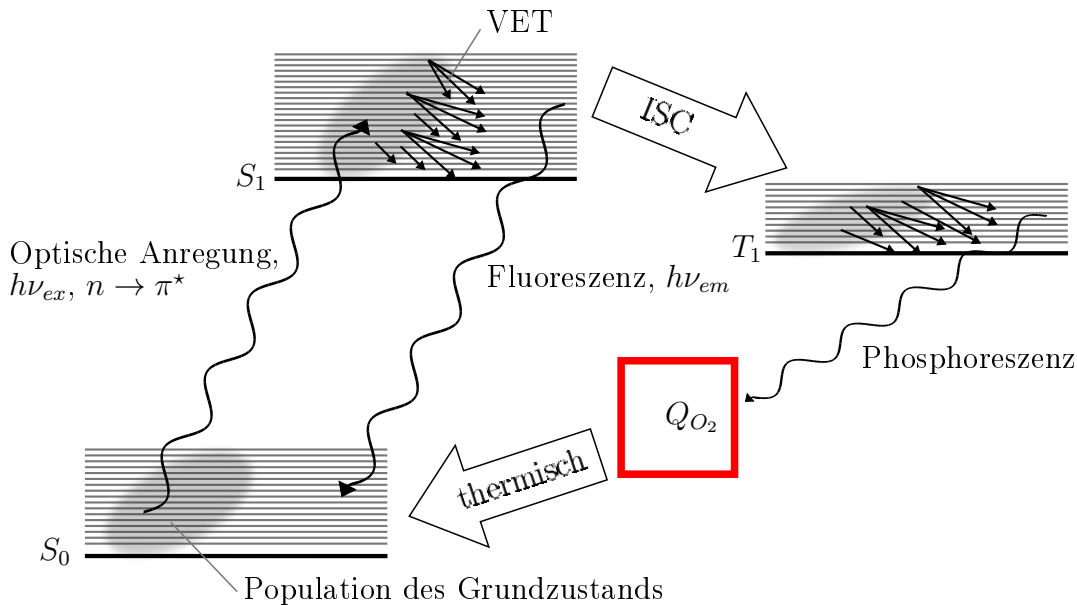


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der möglichen Elektronenübergänge des Acetonmoleküls. Gerade Pfeile stellen strahlungslose Übergänge dar, gewellte Pfeile strahlungsbehaftete. Unter Anwesenheit von Sauerstoff wird die Phosphoreszenz durch Stoßlöschung (Q_{O_2}) unterdrückt.

solange die Anregungsintensität gering genug ist. Diese ist jedoch in der Regel durch die verfügbaren Lasersysteme so stark begrenzt, dass die Gefahr den linearen LIF-Bereich zu verlassen nicht gegeben ist.

Gordon und Mitarbeiter [46] zeigten die prinzipielle Anwendbarkeit von Aceton-LIF zur cinematografischen Bestimmung des Mischungsbruches unter Verwendung eines frequenzvervierfachen Feststofflasers (Nd:YAG) bei einer Anregungswellenlänge von 266 nm und breitbandiger Detektion. Das vorgeschlagene Verfahren wurde anschließend sowohl unter Verwendung eines Lasersystems mit begrenzten Pulsanzahlen, aber sehr hohen Pulsenergien [81] als auch mit einem quasi-kontinuierlich arbeitenden herkömmlichen Feststofflaser [144] erfolgreich angewendet.

Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der messtechnischen Methoden erläutert, die zur Erzeugung der in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse genutzt wurden. Neben den Verfahren selbst wurden maßgebliche Einflussfaktoren der Interaktion von Messverfahren und Messobjekt diskutiert. Als Standardwerke für das weitere Studium von laserdiagnostischen Systemen seien die Textbücher von Raffel [100], Tropea et al. [130] sowie Kohse-Höinghaus und Jeffreys [64] empfohlen.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau und Datenauswertung

In den vorherigen Kapiteln wurden die Grundlagen von Laserdiagnostik und technischer Verbrennung, welche für diese Arbeit relevant sind, erläutert. Das vorliegende Kapitel beschreibt den Laborversuch, welcher zur Untersuchung der Flammenpropagation in partiell vorgemischten Flammen durchgeführt wurde. Zunächst wird die Fragestellung des Laborversuchs präzisiert und im Kontext bisheriger wissenschaftlicher Arbeiten diskutiert. Daran anschließend werden der abgeleitete Laborversuch und seine Durchführung detailliert beschrieben. Die aufgezeichneten Messdaten wurden im Anschluss an das Experiment einem komplexen System von Verarbeitungsschritten unterworfen. Der genaue Ablauf der Datenverarbeitung wird zum Ende des Kapitels erläutert.

4.1 Grundlegende Fragestellung

Unter dem Oberbegriff „Flammen in partieller Vormischung“ versteht man alle Flammen, die nicht den Extremfällen *ideal* oder *nicht vorgemischter* Flammen entsprechen. Während die Modellvorstellungen für instationäre Prozesse vor allem von vollständig vorgemischter Verbrennung relativ umfangreich ist, bleiben bisher viele Fragen bezüglich dieser Grauzone offen. Es stellt sich die Frage, ob und welche der die für die Extremfälle formulierten Modelle auch für partiell vorgemischte Flammen Gültigkeit besitzen. Ganz konkret lauten diese Fragen zum Beispiel:

- Propagiert eine partiell vorgemischte Flamme wie eine Vormischflamme oder wie eine Diffusionsflamme?
- Sind die Strukturen ähnlich?
- Inwiefern sind Vereinfachungen wie die Annahme unendlich schneller Chemie (gemischt = verbrannt) auch für partielle Vormischung gültig?
- Wovon hängt dies ab?

Um zur Klärung dieser offenen Fragen beizutragen, sind die an den instationären Phänomenen beteiligten Teilprozesse zu betrachten, dies sind Mischung, Strömung und Re-

aktion. Ideal wäre es, die relevanten Prozesse in allen Raumdimensionen und zeitlich hochgenau auflösen zu können. Der technische Fortschritt ermöglicht bisher jedoch, nur einen Teil dieses Parameterraums zu erfassen. Die Herausforderung besteht darin, die verfügbaren Methoden so einzusetzen und zu optimieren, dass zumindest Hinweise auf die Antworten der offenen Fragen sichtbar werden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Flammenpropagation im partiell vorgemischten Freistrahlanhand synchroner planarer, zeitlich und räumlich hochaufgelöster Messungen von Mischungsbruch und Strömungsgeschwindigkeiten untersucht. Der Mischungsbruch wird hierbei anhand der Planaren Laserinduzierten Fluoreszenz des Aceton-Moleküls ermittelt, während zur Messung der Strömungsgeschwindigkeiten die Stereoskopische Particle Image Velocimetry genutzt wird. Aus den SPIV-Daten wird weiterhin eine Näherung der Flammenposition bestimmt. Zweck der Untersuchung ist die Analyse der Interaktion von Mischung, Strömung und Flammenausbreitung.

4.2 Wissenschaftlicher Kontext

Die experimentelle Untersuchung von Freistrahlfammen ist aus zwei Gesichtspunkten zu betrachten. Einerseits sind die untersuchten Phänomene auf Basis der bekannten Modelle und Theorien nicht allgemein und widerspruchsfrei beschrieben [63, 77], was bedeutet, dass neue Erkenntnisse aus Laborversuchen zur Verbesserung der Modelle beitragen können. Im Mittelpunkt des Interesses steht dabei die Frage, ob die Flammenpropagation abhängig von den Randbedingungen ihr Verhalten grundlegend ändert und damit eine Klassifizierung in verschiedene Propagationsmodi möglich wird. Andererseits sind aber auch die experimentellen Methoden, welche angewendet werden, Gegenstand von Forschung und Entwicklung. Oft werden neue laserdiagnostische Methoden aufgrund der einfachen Zugänglichkeit an Freistrahlfammen zum ersten Mal in reaktiven Strömungen angewendet. Dibble et. al. [35] zeigten anhand von kombinierten Punktmessungen von Strömungsgeschwindigkeiten und verschiedenen Skalaren Größen mittels Laser Doppler Velocimetry und Raman-Spektroskopie allgemein das Potential kombinativer Messverfahren für die Verbrennungsforschung auf. Miller et al. [81] nutzten kombinierte SPIV- und Aceton-PLIF-Messungen mit hoher Zeitauflösung zur Bestimmung von Mischungsverteilung und Strömungsgeschwindigkeiten in einem isothermen Freistrahlan. Papageorge und Mitarbeiter zeigten aufgelöste Sequenzen von planaren Mischungsverteilungen (welche mittels LIF ermittelt wurden) und Strömungsgeschwindigkeiten [91] (in isothermer Freistrahlsströmung) respektive Temperaturverteilungen [90] (zur Untersuchung von Selbstzündungsprozessen). Die kombinatorische Anwendung von cinematografischer planarer Mischungsbruchmessung mittels LIF und Strömungsgeschwindigkeiten mittels SPIV in reaktiver Strömung stellt dahingehend ein Novum dar.

4.3 Experimenteller Aufbau und Durchführung

Zur Beantwortung der genannten Fragen hinsichtlich der Flammenpropagation in partiell vorgemischten Freistrahlen wurde ein Laborversuch entworfen. Abbildung 4.1 zeigt schematisch den räumlichen Aufbau der Versuchsanordnung, bestehend aus dem kanonischen Versuchsbrenner, einer zusätzlichen Referenzdüse sowie den Kamera- und Lasersystemen. Die eingesetzten Messverfahren sind die Stereoskopische Particle Image Velocimetry, die Bildsegmentierung anhand der Detektion des Partikeldichtesprungs und die Planare Laserinduzierte Fluoreszenz des Aceton-Moleküls zur Detektion der Verteilung des Mischungsbruchs. Zusätzlich wird ein Laserzündsystem eingesetzt, um die isotherme Freistrahlsströmung zu zünden, ohne sie durch Strömungshindernisse, wie etwa eine Zündkerze, zu beeinflussen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten beschrieben.

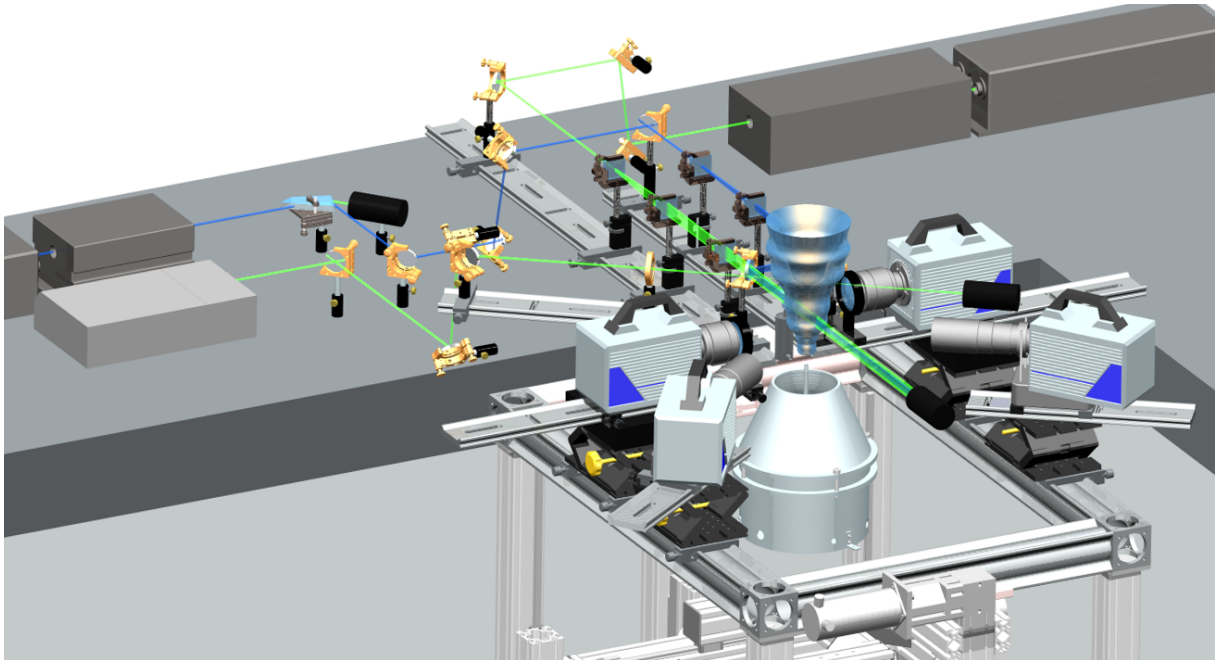


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus bestehend aus Freistrahlsbrenner, Referenzdüse, Verfahrereinheit sowie Laser- und Kamerasystemen. Zur Vereinfachung werden einige Teile nicht dargestellt.

4.3.1 Kanonischer Freistrahlsbrenner

Der verwendete kanonische Freistrahlsbrenner [141–144] ist aus einer zentralen Freistrahldüse und einer diese umgebenden runden Umgebungsströmdüse aufgebaut. Abbildung 4.2 zeigt eine Schnittdarstellung des Brenners. Die zentrale Freistrahldüse besteht aus einem $l_{jet} = 350\text{ mm}$ langen Rohr mit einem Innendurchmesser von $d_{jet} = 6\text{ mm}$. Die Länge der zentralen Freistrahldüse ist so gewählt, dass am Austritt voll ausgebildete Rohrturbulenz vorliegt. Sie ist vertikal ausgerichtet, um gravitationsbedingte Asymmetrie der

Freistrahlsströmung zu vermeiden. Am Austrittsende ist die Außenkante des Rohres mit einer Fase versehen, sodass eine scharfe Kante die Strömung im Rohr von der Umgebung trennt, wodurch Rezirkulationen beim Austritt vermieden werden. Die Freistrahldüse ist von einem Umgebungsluftstrom eingehüllt, der durch eine konzentrisch um sie angeordnete Umgebungsstromdüse konditioniert wird. Die Umgebungsstromdüse besteht aus einem Plenum, in das Umgebungsstromgas durch drei am Umfang verteilte Einlässe eintritt, einem Beruhigungsbereich, welcher aus drei Turbulenzgittern besteht, und einer Kontraktion zur Formung des Strömungsprofils. Sie hat am Austritt einen Durchmesser von $d_{coflow} = 130 \text{ mm}$.

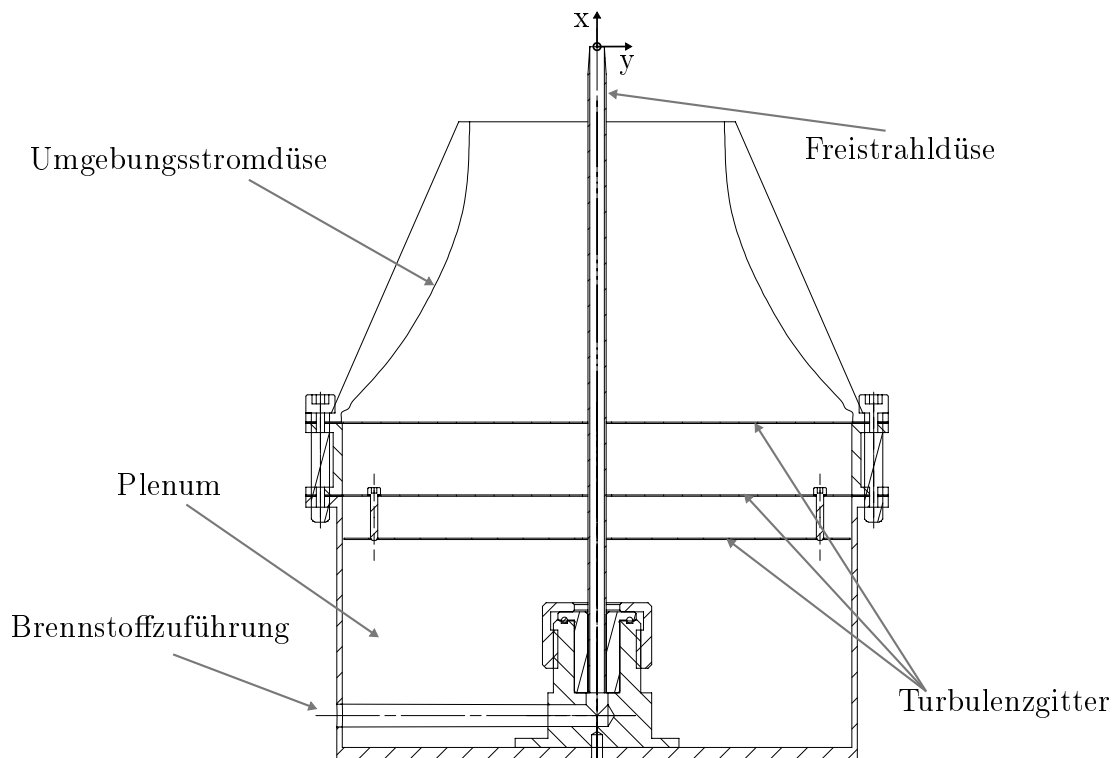


Abbildung 4.2: Schnittdarstellung des Freistrahlbrenners.

Der verwendete Umgebungsstrom wird mit Druckluft betrieben, und die Hauptströmungsgeschwindigkeit beträgt $U_{coflow} = 0,2 \text{ m/s}$. Die Strömungsgeschwindigkeit des zentralen Freistrahls ist so eingestellt, dass sich die Flamme nach dem Propagationsprozess abgehoben stabilisiert. Dies resultiert in einer Reynolds-Zahl am Düsenaustritt von $Re_{jet} = 2500$, welche auf Basis des Innendurchmessers definiert ist. Als Treibstoff dient ein Gemisch aus Methan, Sauerstoff und Stickstoff im Volumenverhältnis von 0,5/0,3/0,2. Alle Gasströme werden mittels elektronischer Massenflussregler (Bronkhorst) kontrolliert. Die Gase, welche den Brennstoff bilden, werden nach der Massenflussmessung bei Umgebungstemperatur durch Aceton-Bäder geleitet, in denen sie durch die Verwirbelung des Bades mit Aceton-Dampf beaufschlagt werden. Die Aceton-Konzentration kann näherungsweise als gesättigt betrachtet werden, die reale Konzentration wird im Laufe der Datenauswertung ermittelt (siehe Abschnitt 4.4.2). Für die gegebenen Randbedingungen entspricht diese Konzentration einem Volumenanteil von ca. 11 %. Aus Sicherheitsgründen wurden

jeweils getrennte Aceton-Bäder für Methan und Stickstoff sowie für den Sauerstoffanteil des Treibstoffs genutzt. Alle Teilströme des Brennstoffs werden etwa 1,5 m stromauf des Brennereintritts kombiniert, wodurch eine komplette Durchmischung sichergestellt wird. Die ungewöhnliche Brennstoffzusammensetzung ist einer Verschiebung des stöchiometrischen Mischungsbruches in Richtung höherer Aceton-Konzentration geschuldet, wodurch ein höheres LIF-Signalniveau in den für die Analyse relevanten Mischungsbruchbereichen erreicht wird. Der stöchiometrische Mischungsbruch beträgt für den eingesetzten Brennstoff $\xi_{stoich} = 0,156$, während er für eine reine Methan-Aceton-Mischung $\xi_{stoich} = 0,072$ beträgt.

Für die SPIV-Messungen werden sowohl der zentrale Freistrahls als auch der Umgebungsstrom mit Streupartikeln geimpft. Es kommen Magnesiumoxid-Partikel mit einem mittleren Durchmesser von $d_P = 7 \mu\text{m}$ zum Einsatz, da diese im Gegensatz zu den häufig eingesetzten Titandioxid-Partikeln bei den in diesem Experiment vorherrschenden Temperaturen keine störenden Lumineszenzerscheinungen durch Glühen zeigen. In der Versuchspräparation werden die Partikel mehrfach gesiebt und in einem Ofen erhitzt, um Rest- oder Lagerfeuchte zu vermindern und damit die Neigung zu Partikelagglomeration zu vermindern. Um die Partikel einzubringen, werden drei unterschiedliche Wirbelschicht-Partikelgeneratoren verwendet. Das Funktionsprinzip dieser Partikelgeneratoren ist in Raffel et al. [100] detailliert beschrieben. Die Partikelgeneratoren werden mittels austauschbarer Lochblenden so eingestellt, dass die Partikeldichte während des Experiments möglichst homogen bleibt.

Der Freistrahlsbrenner wird zur Durchführung der Experimente auf einer Traversiereinrichtung montiert, welche die Translation des Brenners in allen Raumrichtungen zulässt. Auf diese Weise können für die Messungen verschiedene axiale und radiale Messpositionen angefahren werden, ohne dass der Laseraufbau variiert werden muss.

Zur allgemeinen Orientierung wird ein *brennerorientiertes Koordinatensystem* eingeführt, in welches später sämtliche Messdaten überführt werden. Der Ursprung des Koordinatensystems liegt zentral in der Austrittsfläche der Freistrahldüse, wie in Abbildung 4.2 gezeigt. Die x -Koordinate ist coaxial mit der Freistrahldüse in der Hauptströmungsrichtung orientiert. Die y -Koordinate ist die Ausbreitungsrichtung der Laserlichtschnitte. Das Koordinatensystem ist rechtshändig orientiert, so dass die PLIF-Hauptkamera in positiver z -Koordinatenrichtung angeordnet ist (vgl. Abbildung 4.1).

Referenzdüse Der Mischungsbruch soll mittels Laserinduzierter Fluoreszenz in einem Bereich gemessen werden, der bereits erhebliche Einmischung von Umgebungsluft aufweist. Im Messbereich gibt es keinen Punkt, an dem durchgehend $\xi = 1$ gilt. Es kann daher keine Intensitätsreferenz im Messbereich, wie beispielsweise in Gordon et al. [46], genutzt werden. Aus diesem Grund wird ein geringer Teil (5 %) des Hauptmassenstroms abgetrennt und durch eine Referenzdüse ($d_{ref} = 4 \text{ mm}$) geleitet. Die Referenzdüse ist unmittelbar vor dem Rand der Umgebungsstromdüse des Freistrahlsbrenners so angebracht, dass der Referenzstrom vom PLIF-Lichtschnitt beleuchtet wird. Die Referenzdüse verfügt über einen separaten Umgebungsstrom zur Vermeidung von Strömungseinflüssen durch Ablösung oder Rezirkulation.

4.3.2 Laseraufbau

Zur Durchführung des Experiments werden drei verschiedene Laserlichtquellen benötigt. Es handelt sich hierbei um die SPIV- und PLIF-Laser sowie einen weiteren Laser, welcher zur Zündung der propagierenden Flamme eingesetzt wird. Die Strahlen von SPIV- und PLIF-Laser werden im Messvolumen zu Laserlichtschnitten aufgeweitet und mittels eines dichroitischen Strahlteilers überlagert. Die Laserlichtschnitte verlaufen durch die Brennermittelachse. Das Messgebiet, in dem sowohl PLIF- als auch SPIV-Messsystem überlagert sind, ist $13 \times 13 \text{ mm}^2$ groß und liegt in einer Radial-Axial-Ebene. Da die Flammenpropagation exzentrisch in der Scherschicht der Flamme stattfindet, beträgt der Abstand zur Brennermittelachse ca. 10 mm und zum Düsenaustritt ca. 130 mm. Im Folgenden werden die Eigenschaften der verschiedenen Lasersysteme beschrieben.

PIV-Laser Als PIV-Laser kommt ein frequenzverdoppelter Doppelpuls-Festkörperlaser (Nd:YVO_4 , Edgewave IS4II-DE) mit zwei parallelen Kavitäten und externer Strahlüberlagerung zum Einsatz. Beide Kavitäten werden kontinuierlich bei einer Wiederholrate von 10 kHz betrieben, wobei die Pulse der beiden Kavitäten um $50 \mu\text{s}$ phasenverschoben sind. Die Pulsenergie beträgt $\approx 4 \text{ mJ}$. Der Strahlweg des PIV-Lasers führt, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, von der externen Strahlüberlagerungseinheit, über ein Periskop in die optische Bank zur Lichtschnittformung. Hier wird der Strahl zunächst mit einer Zylinderlinse der Brennweite $f_{SPIV,1} = -50 \text{ mm}$ senkrecht aufgeweitet. Zur Kollimation der Aufweitung dient eine weitere Zylinderlinse der Brennweite $f_{SPIV,2} = 200 \text{ mm}$. Der so aufgespannte Lichtschnitt wird durch eine dritte Zylinderlinse der Brennweite $f_{SPIV,3} = 300 \text{ mm}$ waagerecht fokussiert, bevor er mittels eines dichroitischen Strahlteilers mit dem PLIF-Lichtschnitt überlagert wird. Der SPIV-Laserlichtschnitt hat im Messvolumen eine Lichtschnittdicke von $s_{SPIV} \approx 250 \mu\text{m}$ und eine Höhe von ca. $h_{SPIV} = 25 \text{ mm}$.

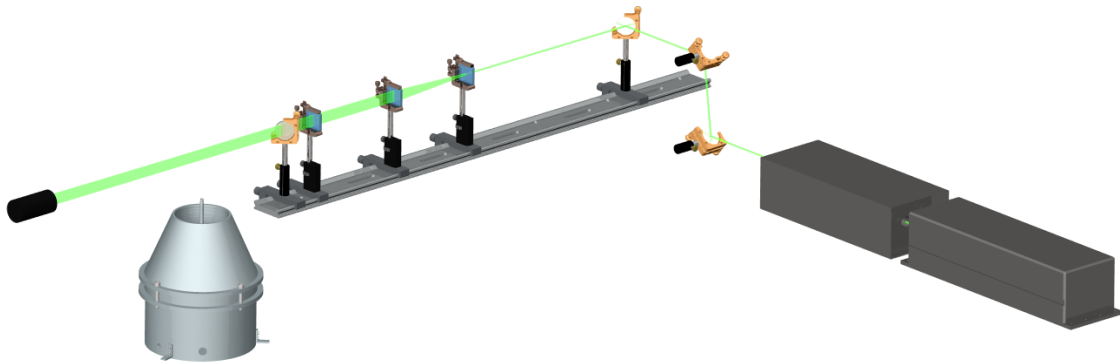


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung des Laseraufbaus für die Stereoskopische Particle Image Velocimetry.

PLIF-Laser Zur Anregung der Laserinduzierten Fluoreszenz des Aceton-Moleküls wird ein diodengepumpter Festkörperlaser (Nd:YAG, Edgewave CX16II-E) in Kombination mit einer externen Frequenzverdopplungseinheit (Edgewave XGH) eingesetzt. Die Laserquelle emittiert neben der Grundfrequenz von 1064 nm durch die externe Frequenzverdopplung auch Licht der Wellenlängen 532 nm und 266 nm, wobei der Anteil der größten Wellenlänge bereits im Lasergehäuse abgeschieden wird. Um den 532 nm-Anteil von dem zur Anregung genutzten frequenzvervielfachten Licht bei 266 nm zu trennen, wird ein Pellin-Broca-Prisma eingesetzt, welches, wie in Abbildung 4.4 gezeigt, nach der externen Frequenzverdopplung angeordnet ist. Der PLIF-Laserstrahl wird durch ein Periskop auf die erforderliche Höhe gebracht, bevor er in die optische Bank zur Lichtschnittformung eingekoppelt wird. Hier wird der Strahl zunächst mit einer Zylinderlinse der Brennweite $f_{PLIF,1} = -100$ mm senkrecht aufgeweitet. Zur Kollimation der Aufweitung dient eine weitere Zylinderlinse der Brennweite $f_{PLIF,2} = 300$ mm. Der so aufgespannte Lichtschnitt wird durch eine dritte Zylinderlinse der Brennweite $f_{PLIF,3} = 500$ mm waagrecht fokussiert, bevor er mittels eines dichroitischen Strahlteilers mit dem SPIV-Lichtschnitt überlagert wird. Der erzeugte Lichtschnitt besitzt im Messvolumen eine Höhe von ca. $h_{PLIF} = 12$ mm und eine Lichtschnittdicke von $s_{PLIF} \approx 200$ μ m, welche aufgrund der langen Brennweite der Fokussierungslinse näherungsweise als homogen angesehen werden kann. Nach dem Passieren des Messgebiets wird der Strahl in eine Strahlfalle geleitet. Um die Pulsenergie bei 266 nm zu maximieren, wird der Laser nicht kontinuierlich betrieben. An jeweils 400 Pulse mit einer Zeitseparation von $\Delta t_{PLIF} = 100$ μ s schließt sich eine Pulspause von 9600 Zeitschritten gleicher Separation an. Auf diese Weise wird das Temperaturmanagement des Lasers so manipuliert, dass höhere Pumpdiodenströme realisierbar sind, der Laser aber durch die Pulspausen nicht überlastet wird. Es werden Pulsenergien von $\approx 1,5$ mJ erreicht, wobei sowohl Pulsenergien als auch das Strahlprofil Fluktuationen unterworfen sind, die in der Datenauswertung berücksichtigt werden (siehe Kapitel 4.4.2).

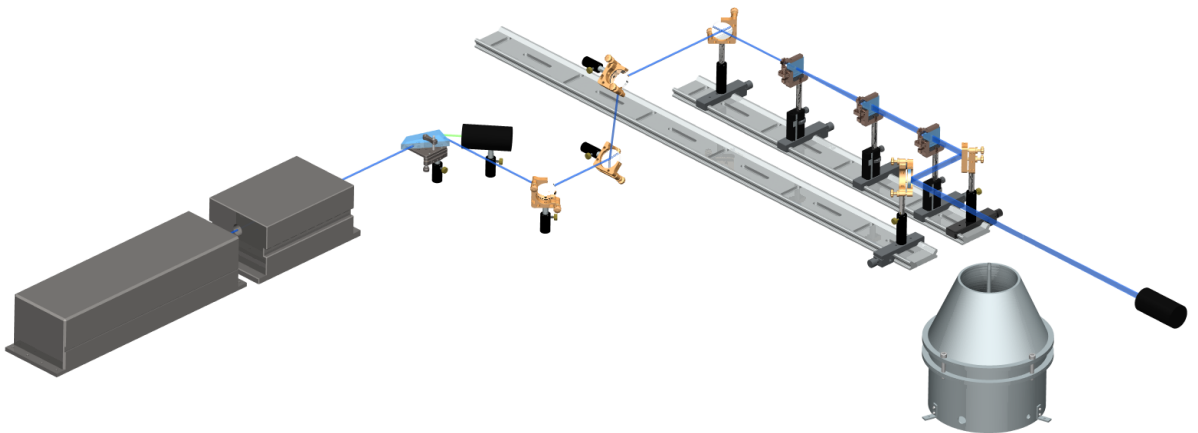


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Laseraufbaus für die Messung der Planaren Laserinduzierten Fluoreszenz.

Zündungslaser Um die Strömung der Versuchsflamme nicht durch zusätzliche Störkörper wie etwa eine Zündkerze zu beeinflussen, wird das ausströmende Brennstoff-Luft-Gemisch durch eine lokale Energieüberhöhung gezündet, welche durch einen fokussierten Laserpuls eingebracht wird. Das Prinzip ist der studentischen Vorgängerarbeit von Greifenstein [47] entnommen. Als Zündungslaser wird ein Festkörperlaser (Nd:YAG, New Wave Gemini) eingesetzt. Der Strahlweg des Zündungslasers wird, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, 200 mm stromab des Austritts der Freistrahldüse horizontal durch die Mittellachse des Brenners geführt. Der Strahl wird mittels einer Sammellinse ($f_{ign} = 200$ mm) auf den Schnittpunkt mit der Brennerachse fokussiert. Die Pulsenergie des Zündungslasers wird gerade so hoch eingestellt, dass sich in diesem Strahlfokus reproduzierbar bei Emission eines Laserpulses ein Funke bildet, um die Beeinflussung des Systems durch die eingebrachte Energie minimal zu halten.

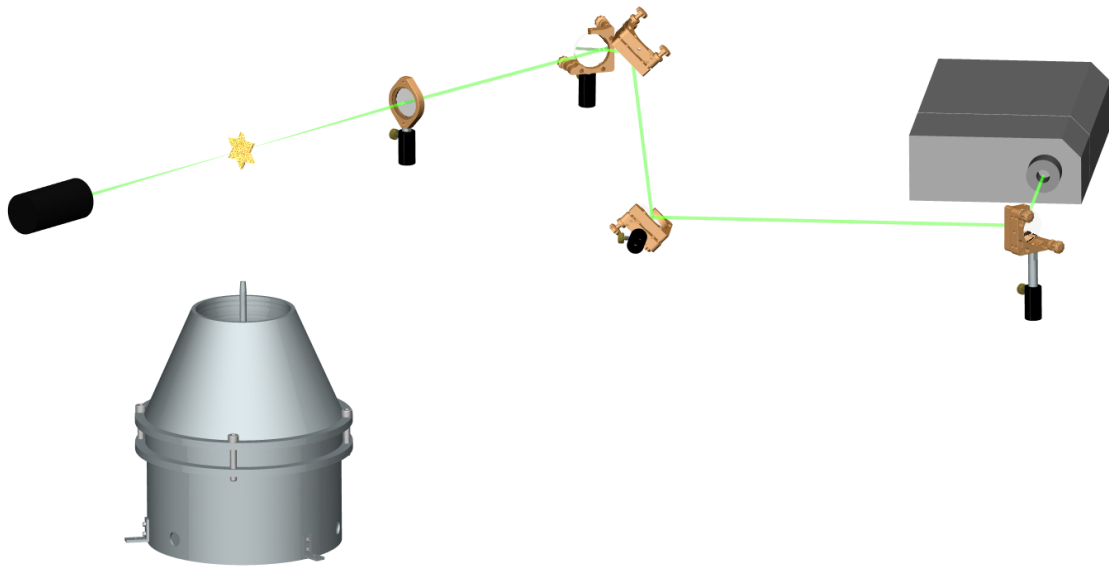


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Laseraufbaus für die Zündung des Freistrahls.

4.3.3 Kameraaufbau

Insgesamt vier Hochgeschwindigkeitskameras werden zur Detektion der unterschiedlichen Signale eingesetzt, je zwei für das PLIF-System und zwei für die Detektion des an den Partikeln gestreuten Lichtes für SPIV und Bildsegmentierung. Alle Kameras werden, wie in Abbildung 4.6, dargestellt in einer Ebene auf der halben Laserlichtschnitthöhe angeordnet.

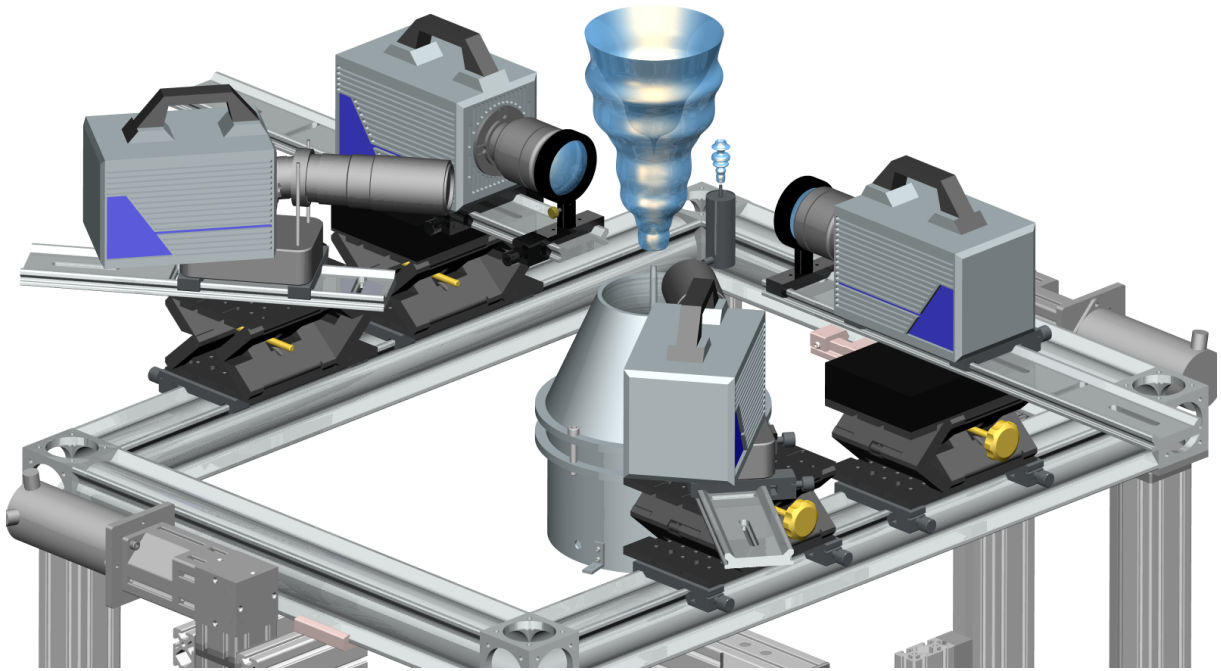


Abbildung 4.6: Räumliche Anordnung der Kamerasysteme um Freistrahlbrenner und Referenzdüse

PLIF-Kamerasystem Um aus dem Fluoreszenzsignal der angeregten Aceton-Moleküle den Mischungsbruch zu berechnen, muss neben dem Messfenster im Propagationsbereich der Flamme ein zusätzliches Referenzbild eines homogenen Freistrahls aufgenommen werden. Da es sich hierbei um eine einzelbildbasierte Energiekorrektur handelt (Näheres ist in Kapitel 4.4.2 beschrieben), wird hierzu neben der Kamera, die den eigentlichen Messbereich abbildet (im Folgenden als Hauptkamera bezeichnet), eine weitere Kamera als Referenzkamera benötigt. Als Hauptkamera kommt eine Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kamera (LaVision Imager HighSpeedStar6) zum Einsatz, welche einen Bereich von etwa $20 \times 20 \text{ mm}^2$ im Messbereich abbildet. Als Objektiv wird ein Canon (85 mm, f/1,2) in Kombination mit einer achromatischen Vorsatzlinse ($f_{V,PLIF} = 160 \text{ mm}$) verwendet. Die Kombination aus Vorsatzlinse und Standardobjektiv zeichnet sich durch extrem hohe

Lichtstärke und hohe Vergrößerung aus. Die stark limitierte Tiefenschärfe ist unproblematisch, da sie größer als die Laserlichtschnittdicke ist. Die in den Messbereich projizierten Dimensionen des Sensors betragen $38 \times 38 \text{ mm}^2$, der Messbereich wird auf insgesamt $512 \times 512 \text{ px}^2$ abgebildet.

Die Referenzkamera (LaVision Imager HighSpeedStar5) ist mit einem Carl-Zeiss Objektiv (85 mm, f/1,4) und einer weiteren achromatischen Vorsatzlinse ausgerüstet. Hauptkamera und Referenzkamera sind aus Platzgründen auf jeweils gegenüberliegenden Seiten des Laserlichtschnittes im rechten Winkel zur Messebene aufgebaut, sodass die jeweiligen Sichtachsen normal zu den Aufnahmeebenen (Haupt- und Referenzmessebene) liegen.

Für die Hauptkamera wurde die optische Auflösung nach der Norm MIL-STD-150A [34] anhand eines einheitlichen Testobjekts ermittelt. Bei dem Testobjekt handelt es sich um eine geschwärzte Glasplatte, in die wiederkehrende Linienmuster verschiedener Größenskalen geätzt sind. Die Linienmuster werden rückwärtig beleuchtet und mit der Hauptkamera aufgenommen. Die Auflösungsgrenze ist dort erreicht, wo zwei nebeneinander liegende Linien eines Linienpaares nicht mehr einzeln wahrgenommen werden können. Für die entsprechende Targetposition lässt sich der Wert aus Tabellen ablesen. Für die Hauptkamera des PLIF-Systems beträgt die so ermittelte optische Auflösung ca. $60 \mu\text{m}$.

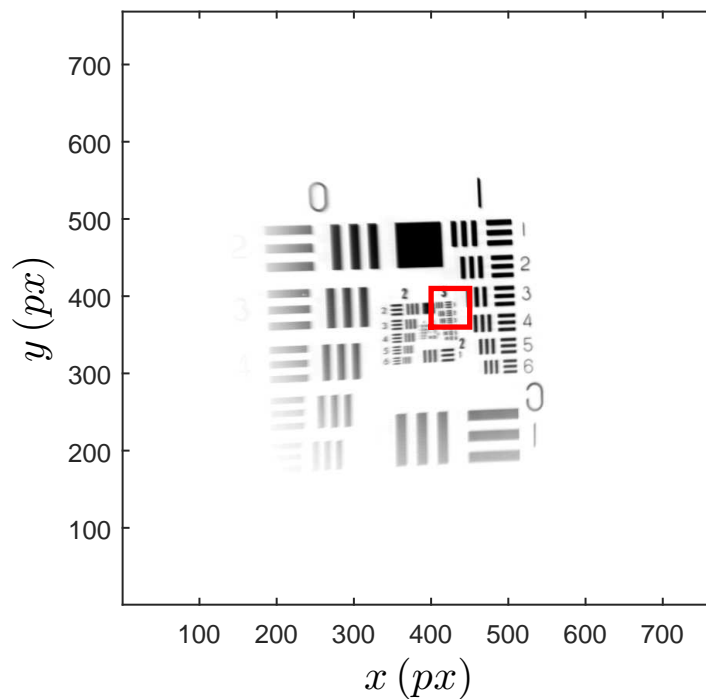


Abbildung 4.7: Auflösungsbestimmung für das PLIF-System nach MIL-STD-150A [34]. Rot markiert ist der Bereich der Auflösungsgrenze.

SPIV-Kamerasystem Im SPIV-Aufbau werden zwei weitere Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kameras (LaVision Imager HighSpeedStar6) verwendet. Die Kameras sind mit

Sigma Makro-Objektiven (180 mm, f/2,8) und verstellbaren Objektivhalterung nach dem Scheimpflug-Prinzip (siehe Kapitel 3.2.4) ausgestattet. Die Aufnahmewinkel betragen $\alpha_1 = \alpha_2 = 30^\circ$. Die Kameras detektieren die Vorwärtsstreuung der Partikel im Lichtschnitt. Die Größe des SPIV-Messbereichs beträgt $13 \times 13 \text{ mm}^2$.

4.3.4 Versuchssteuerung

Der prinzipielle Ablauf bei der Aufnahme eines Flammenpropagationsereignisses besteht aus vier Phasen, welche in Abbildung 4.8 dargestellt sind. Zunächst wird eine isotherme Freistrahströmung durch Öffnen der Massenflussregler erzeugt (I). Im Anschluss an eine Beruhigungsphase, die den Einfluss von Anfahreffekten ausschließen soll, wird der isotherme Freistrah durch einen Laserfunken gezündet (II). Es folgt die Ausbreitung des Zündkernes und anschließend der Flamme, wobei diese sich stromauf durch den Messbereich bewegt (III). Die folgende Stabilisationsphase wird durch Einblasen von Stickstoff unterbunden, um Flammenrückschlag zu verhindern und den Versuch schnell wiederholen zu können (IV). Um möglichst viele Flammenpropagationsereignisse innerhalb eines Messtages aufnehmen zu können, wird die Versuchsdurchführung in weiten Teilen automatisiert. Zu diesem Zweck wird ein mehrstufiges zeitliches Versuchssteuerungsprotokoll eingesetzt, welches die Synchronität der Aufnahmen unter Berücksichtigung aller nötigen Warte- und Haltezeiten sicherstellt.

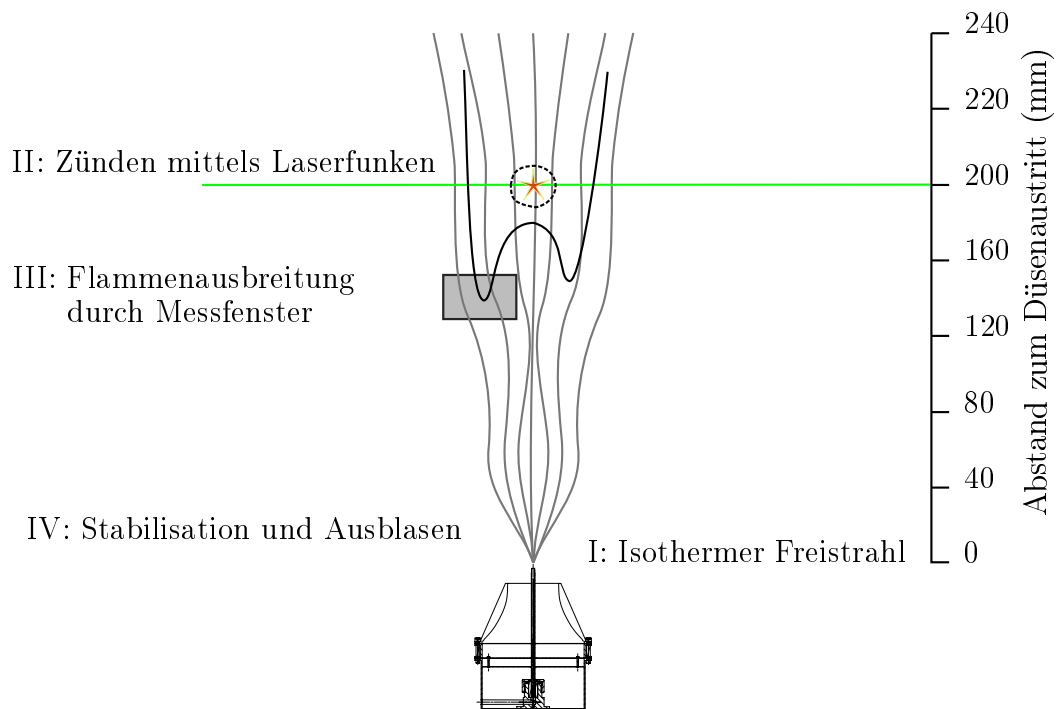


Abbildung 4.8: Ablauf einer Messdurchführung.

Aufnahmesynchronisierung Um die verschiedenen Zeitskalen der Messsysteme und des Messablaufprotokolls zu synchronisieren, werden drei verschiedene programmierbare Pulsgeneratoren (Quantum Composer 9520) eingesetzt, deren Zeitbasen mittels einer kontinuierlichen 10-MHz-Taktung synchronisiert werden. Ein Pulsgenerator arbeitet auf einer Grundfrequenz von 20 kHz zur Steuerung der SPIV-Kameras und -Laser. Dabei werden beide Laserkavitäten einzeln mit je einer Pulsfrequenz von 10 kHz betrieben, welche durch Auslassen jedes zweiten Pulses der Grundfrequenz abgeleitet wird. Die Triggersignale für die beiden Kavitäten sind dabei um eine halbe Periodenlänge phasenverschoben. Die Kavitäten emittieren daher abwechselnd und somit gemeinsam mit einer Frequenz von 20 kHz. Weiterhin wird das abgeleitete 10-kHz-Signal zu einem zweiten Pulsgenerator durchgeschleift, welcher zur Steuerung des PLIF-Systems dient. Der zweite Pulsgenerator erzeugt die Abfolgen von je 400 Pulsen und 9600 Pulsauslassungen bei 10 kHz, welche den diskontinuierlichen Betrieb des PLIF-Lasers ermöglichen. Die PLIF-Kameras erhalten ein kontinuierliches 10 kHz-Signal. Durch Auslassen von 9999 von 10000 Pulsen bei 10 kHz erzeugt der zweite Pulsgenerator darüberhinaus ein 1 Hz-Signal, mit welchem der dritte Pulsgenerator angesteuert wird. Der dritte Pulsgenerator startet auf Tastendruck den Messablauf durch Ansteuerung von Kameras (Messbeginn SPIV und PLIF), Zündlaser (Zündung) und Ausblasung. Der Tastendruck löst hierbei zunächst eine Warteschleife aus, welche unterbrochen wird, sobald der nächste 1-Hz-Puls des zweiten Pulsgenerators registriert wird.

4.4 Datenauswertung

Im Zuge des Laborversuchs werden an neun Messtagen Flammenpropagationssequenzen und zusätzliche Referenzdaten aufgenommen. Insgesamt werden 400 Sequenzen von jeweils 800 PLIF- und 400 LIF-Aufnahmen erzeugt. Außerdem wird der isotherme Freistrahler in 15 Schritten von der Düse ausgehend bis zur Propagationsmessposition etwa 130 mm stromab der Düse mit 500 LIF-Aufnahmen pro Höhengröße charakterisiert. Im Propagationsmessbereich werden zwei Sätze von je 2500 statistisch unabhängigen Einzelmessungen von PLIF und SPIV des isothermen Freistrahlers zur Bestimmung der statistischen Verteilung von Mischungs- und Strömungsfeld aufgenommen. Die ermittelten Rohdaten liegen zunächst als Zeitserien zweidimensionaler Grauwertverteilungen vor. Aus diesen Primärdaten besser interpretierbare Größen zu bestimmen, ist Aufgabe der Datenauswertung. Das Auswertungsverfahren erfolgt für die verschiedenen Messsysteme jeweils in einer sequenziellen Folge von einzelnen Prozessen. Prinzipiell kann die Datenauswertung in zwei Phasen gegliedert werden:

- Die Verarbeitung der Primärdaten zu physikalischen Größen (Strömungsgeschwindigkeiten, Mischungsbruch, Flammenposition),
- Die Weiterverarbeitung der primären Größen zu kombinierten und abgeleiteten Größen.

Um die Daten der verschiedenen Messsysteme kombinativ betrachten zu können, wird ein allgemeines, an der Freistrahldüse orientiertes kartesisches Koordinatensystem eingeführt, in welches die Verteilungen der Primärgrößen nach der räumlichen Registrierung interpoliert werden. Abbildung 4.9 zeigt den prinzipiellen Ablauf der verschiedenen Verarbeitungsschritte, welche im Folgenden näher erläutert werden.

Datenselektion Die Verarbeitung aller erzeugten Messdaten ist vor dem Hintergrund der großen Datenmengen und der zeitintensiven sequenziellen Verarbeitung der Daten nicht zweckmäßig. Eine erste Möglichkeit zur Reduktion der Datenmenge bietet sich durch die Stochastik des betrachteten Phänomens an. Die Ausbreitung des Zündkerns nach der Laserzündung und die sich anschließende Propagation in Richtung des Messvolumens ist zeitlich stark gestreut und schwer vorhersehbar. Da die Aufnahmedauer einer Sequenz aufgrund des Laserbetriebes lediglich $4000\text{ }\mu\text{s}$ beträgt, gibt es bei festem Zeitversatz zwischen Zündung und Messbeginn neben Fällen, in denen die Flamme innerhalb der Messzeit durch den Messbereich propagiert, auch Fälle, in denen die Flamme sich noch stromab befindet oder bereits durch das Fenster hindurchpropagiert ist. Zunächst werden demnach anhand der Rohdaten der SPIV-Messungen die Fälle selektiert, in denen die Flamme innerhalb der Messzeit durch das Messfenster propagiert. Dies trifft für weniger als die Hälfte aller Sequenzen zu.

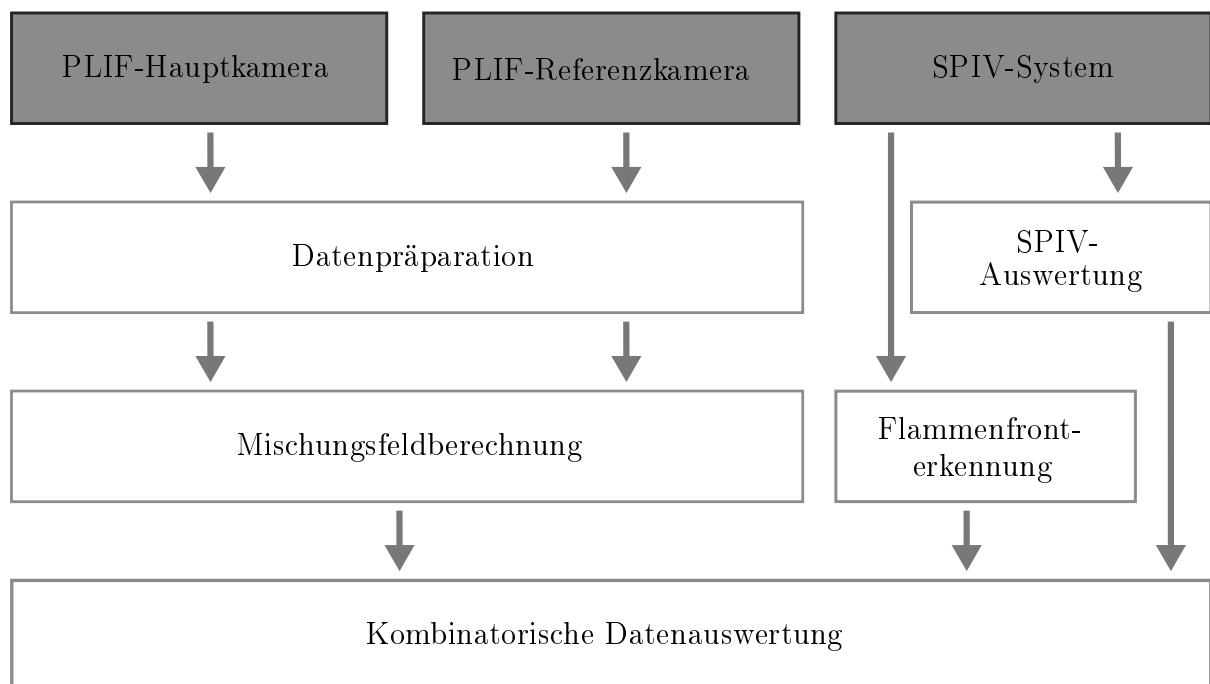


Abbildung 4.9: Ablaufschema der Datenverarbeitung aus den verschiedenen Messsystemen.

4.4.1 Strömungsfeld

Zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeiten im Messbereich wird das Softwarepaket *Davis 8* von *LaVision* eingesetzt. Zunächst wird für den aktiven Sensorbereich von $512 \times 512 \text{ px}^2$ eine Registrierungsfunktion erstellt, um den ca. $13 \times 13 \text{ mm}^2$ großen Messbereich abzubilden. Hierzu wird eine dreidimensionale Kalibrationsplatte (LaVision Typ 7) benutzt. Anschließend kommt ein iterativer Kreuzkorrelationsalgorithmus mit variabler Abfragefenstergröße zum Einsatz, welcher die jeweils aufeinanderfolgenden Bilder einer 20-kHz-Zeitreihe beider Kameras miteinander korreliert (Zeitreihen-SPIV). Dies entspricht einem Zeitversatz zwischen den beiden Aufnahmen von $\Delta t_{SPIV} = 50 \mu\text{s}$. Der Korrelationsalgorithmus startet mit einer Abfragefenstergröße von $64 \times 64 \text{ px}^2$ bei einer Fensterüberlappung von 50 %. In dieser Konfiguration werden zwei Iterationen zur Minimierung der Fehler durchgeführt. Anschließend finden zwei weitere Iterationen bei $32 \times 32 \text{ px}^2$ und 75 % Überlapp statt. Dies entspricht einer räumlichen Vektorauflösung von 0,94 mm und einem Vektorabstand von 0,23 mm.

4.4.1.1 Flammenfront

Die Partikelstreulichtabbildungen des SPIV-Systems wurden auch genutzt, um eine Bildsegmentierung in Bereiche heißen Abgases und kalter Strömung vor der Flamme vorzunehmen. An der Spitze einer propagierenden Flamme entspricht die Grenzlinie zwischen heißen und kalten Gasen dem Rand des Reaktionsgebietes und damit der Flammenfront, da Rezirkulation heißer Abgase aufgrund der staupunktartigen Strömung vor der Flammenspitze unwahrscheinlich ist. Auch wenn diese Methode im Vergleich zu anderen, wie etwa der LIF des OH-Radikals, als weniger zuverlässig und mit den grundlegenden Annahmen verbundenen systematischen Fehlern behaftet gilt, finden sich in der Literatur zahlreiche Anwendungen, z. B. Balusamy et. al. [10], Foucher et. al. [43] und Renou et. al. [103–105].

Im vorliegenden Fall wird diese Methode angewendet, weil sie im Vergleich zu den Alternativen keinen zusätzlichen experimentellen Aufwand erfordert, sondern lediglich eine Verarbeitung der SPIV-Rohdaten. Bei der Interpretation der Ergebnisse werden die inhärenten Unsicherheiten der Methode berücksichtigt.

Zur Bildsegmentierung wird der durch die Gasdichteänderung hervorgerufene Partikeldichtesprung detektiert. Die Partikeldichte skaliert mit der räumlich gemittelten Streulichtintensität. In Bereichen hoher Partikeldichte ist die gemittelte Intensität hoch, in Bereichen niedriger Partikeldichte gering. Um Robustheit und Präzision der Detektion zu erhöhen, wird ein iteratives Verfahren zur Schwellwertfindung angewendet. Der Verlauf der Verarbeitungsschritte ist beispielhaft in Abbildung 4.10 gezeigt. Die rohen Streulichtbilder (Abbildung 4.10 A) werden zunächst mit einem groben zweidimensionalen Gauß-Filter (Filterweite $50 \times 50 \text{ px}^2$) verschmiert (Abbildung 4.10 B), um die Bereiche von hoher und niedriger Intensität anzunähern. Ein Startwert für die Schwellwertfindung wird über die Analyse des Histogramms (Abbildung 4.10 C) der verschmierten Intensitätsverteilung ermittelt. Sofern im Bild Bereiche hoher und niedriger gemittelter Intensität vorzufinden sind, ist dieser Schwellwert der Intensitätswert des lokalen Minimums zwischen den beiden

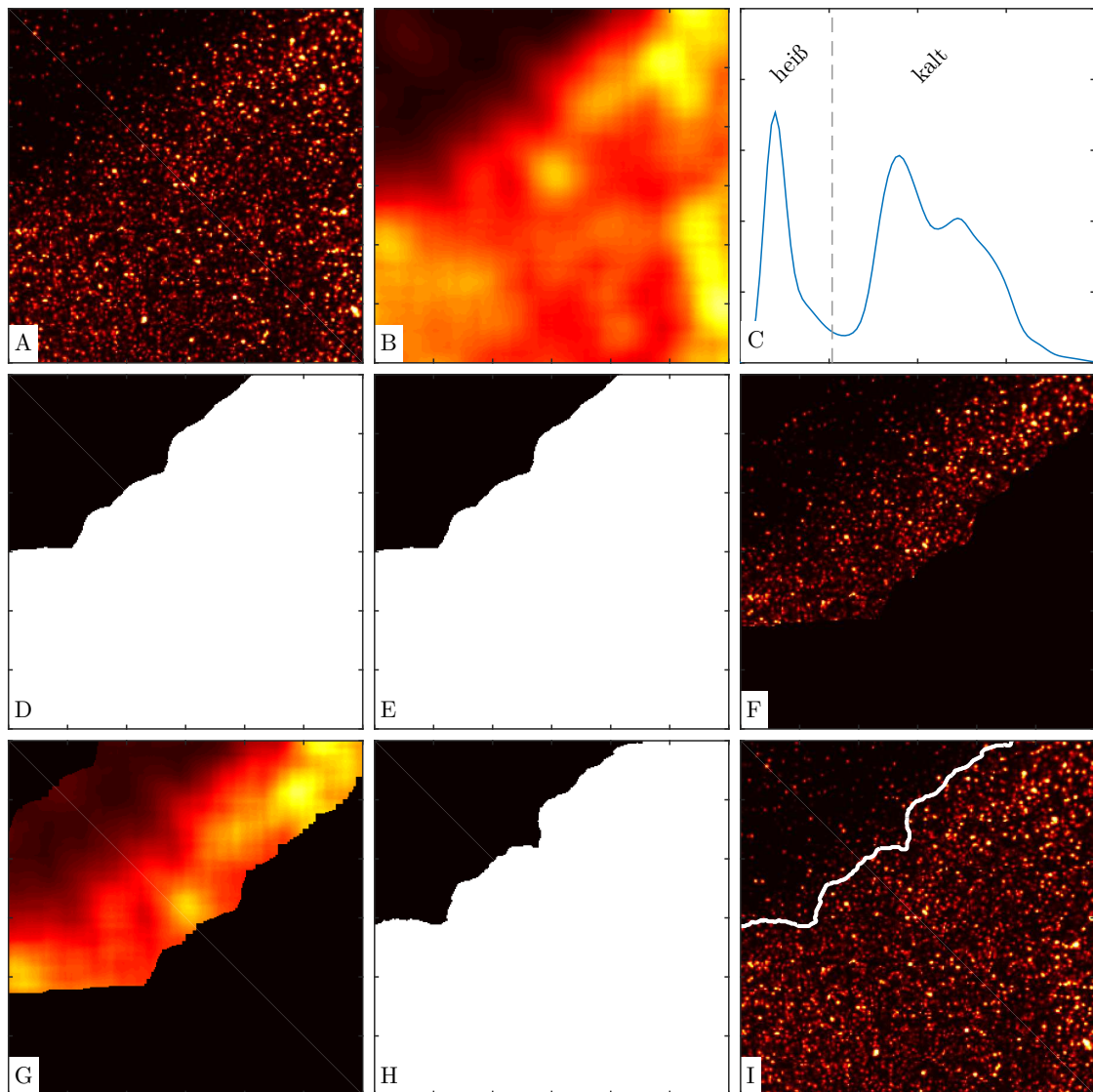


Abbildung 4.10: Prozessschritte zur Bestimmung der Flammenfront aus SPIV-Rohdaten. Rohbild (A), gefiltertes Rohbild (B), Histogramm des gefilterten Rohbildes zur Schwellwertfindung (C), anhand des Startwertes segmentiertes Rohbild (D), Korrektur von evtl. vorhandenen Partikeldichteinhomogenitäten (E), maskierter Bereich um die prognostizierte Heißgasgrenze (F), gefilterter maskierter Bereich zur Verfeinerung des Schwellwertes im Bereich der Flammenfront (G), segmentiertes Bild (H) und Rohbild mit überlagerter Flammenfront (I).

globalen Maxima der Bereiche hoher und niedriger Partikeldichten, wobei dieser anhand einer groben Mittelung über die Zeitreihe der Propagationssequenz angepasst wird. Der Schwellwert ist in Abbildung 4.10 C als gestrichelte Linie eingezeichnet. Anhand dieses Startwerts wird das Rohbild zunächst grob segmentiert (Abbildung 4.10 D), anschließend werden ggf. vorhandene Lücken in den Segmenten geschlossen (Abbildung 4.10 E, in diesem Fall sind keine Lücken vorhanden). Der Rohbildbereich um die angenommene Heißgasgrenze wird nun maskiert (Abbildung 4.10 F) und anschließend mit einem feineren

Filter (Filterweite $15 \times 15 \text{ px}^2$) behandelt (Abbildung 4.10 G). In diesem Bereich wird die Histogrammanalyse wiederholt, um den Schwellwert zu verfeinern. Nach der Binarisierung des maskierten Bereiches anhand des so ermittelten Schwellwertes werden kleinere Lücken in den „heißen“ bzw. „kalten“ Bereichen, welche auf inhomogene Partikeldichte oder Frischgaseinmischung zurückzuführen sind, geschlossen und die vorher grob detektieren Heiß- und Kaltgasbereiche fernab der Flammenfront hinzugefügt (Abbildung 4.10 H). Durch Gradientenbildung des segmentierten Bildes wird die Heißgasgrenze auf eine Linie zurückgeführt, welche mit den genannten Annahmen im Kontext dieser Arbeit als Flammenfront bezeichnet wird. Abbildung 4.10 I zeigt das ursprüngliche Rohbild mit der überlagerten Flammenfrontlinie.

4.4.1.2 Flammenfrontpropagation

Auf Basis von jeweils zwei der ermittelten Flammenfrontlinien wird die Flammenfrontpropagation bestimmt. In einem ersten Präparationsschritt werden die Flammenfrontlinien durch Subtraktion eines gleitenden Mittelwertes geglättet, um die kantige Struktur, welche aus den Partikelbildern resultiert (siehe Abbildung 4.10 H), zu entfernen. Nach weiteren Aufbereitungsschritten liegen die Flammenfrontlinien als zweidimensionale Matrix mit den Dimensionen des Messgebiets vor. Die Matrix hat an den Flammenfrontpunkten den Wert 1, an allen anderen Punkten den Wert 0. Die Flammenfront liegt somit in einem Bild als Linie der Stärke 1 px vor. Das verwendete Verfahren basiert ähnlich wie die PIV auf Kreuzkorrelation. Vergleichbare Ansätze finden sich unter anderem bei Abu-Gharbieh et. al. [1, 2], Hartung et. al [50, 51] und Foucher et. al. [43].

Der in dieser Arbeit angewendete Algorithmus ist eine Weiterentwicklung, basierend auf den Arbeiten von Mann [74] und Nauert [88]. Der ursprünglich von Nauert [88] entwickelte Prozess kombiniert PIV-Messergebnisse mit Flammenkonturen, welche mittels LIF des OH-Radikals ermittelt wurden. Die PIV-Verschiebungszielkoordinaten werden dabei mit der Flammenkontur korreliert. Das Verfahren beruht auf einer stückweisen Abtastung in Kontrollfenstern, welche entlang der Flammenkontur verschoben werden. Die Kreuzkorrelationen werden jeweils auf die Flammenkonturen in den Kontrollfenstern angewendet. In der Arbeit von Mann [74] wurde das Verfahren zur Erhöhung der Robustheit um zwei entscheidende Schritte erweitert. Zunächst werden die Kontrollfenster entsprechend der Hauptachsen des darin abgebildeten Flammenfrontelements ausgerichtet, wodurch die Kontrollfenster trotz hoher Flammenkrümmung deutlich kleiner gewählt werden können. Auf diese Weise wird die räumliche Auflösung verbessert. Weiterhin wird nur die Propagationsrichtung, nicht aber die Länge des Verschiebungsvektors mittels Kreuzkorrelation bestimmt. Die Länge des Verschiebungsvektors wird durch Abbildung des Verschiebungsvektors auf die Flammenkontur des folgenden Zeitschritts und Berechnung des Schnittpunkts errechnet. Das Verfahren für jeden einzelnen Punkt P einer Flammenfront S verläuft wie in Abbildung 4.11 beispielhaft dargestellt, wobei S' die Flammenfront zu einem folgenden Zeitschritt darstellt:

- Fensterung der Flammenfronten S und S' um den Punkt P (Abbildung 4.11 A & B),

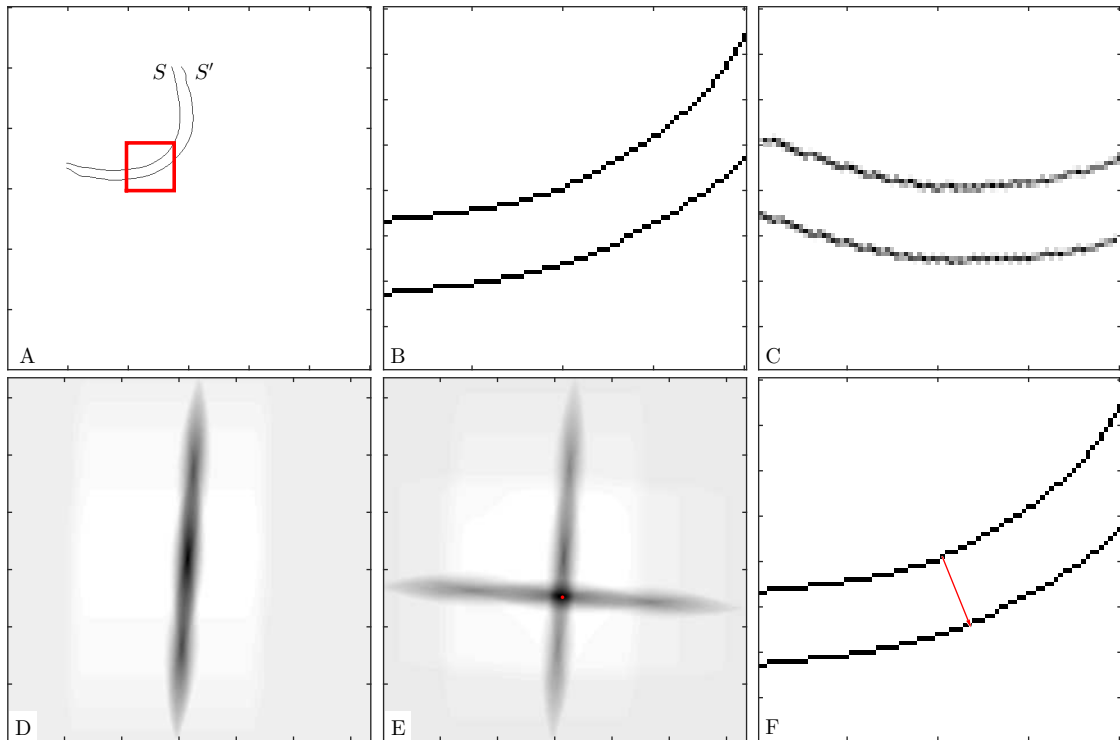


Abbildung 4.11: Prozessschritte zur Bestimmung des Flammenpropagationsvektors. Gezeigt ist beispielhaft die erste Iteration. Flammenfrontlinien S und S' (A) mit Korrelationsfenster (roter Rahmen), Detailansicht des Korrelationsfensters (B), Flammenfrontlinien entsprechend ihrer Hauptachsen gedreht (C), Ergebnis der Kreuzkorrelation K_3 (D), Kreuzkorrelationen K_2 und K_3 überlagert, rot markiert ist der Mittelpunkt der Schnittfläche (E), Ergebnis: Flammenfrontlinien im Korrelationsfenster und Propagationsvektor (F).

- Bestimmung des Hauptachsenwinkels des Flammenfrontsegments durch linearen Fit und Verdrehung des Segments um diesen Winkel (Abbildung 4.11 C),
- Kreuzkorrelation $K_1 = \sum_i \sum_j S(i, j) S'(i + m, j + n)$,
- Bestimmung des Lots in y-Richtung: Verdrehen von K_1 um 180° und berechnen der Kreuzkorrelation K_2 aus K_1 und $K_{1,180^\circ}$,
- Bestimmung des Lots in x-Richtung: Verdrehen von K_1 um 90° und berechnen der Kreuzkorrelation K_3 aus K_1 und $K_{1,90^\circ}$ (Abbildung 4.11 D),
- Addition der binarisierten Kreuzkorrelationen $K_2 + K_3$ und berechnen des Mittelpunktes der Schnittfläche, dieser stellt das Ziel des Propagationsrichtungsvektors dar (Abbildung 4.11 E).
- Berechnung des Schnittpunktes des Propagationsrichtungsvektors mit der Flammenkontur S' . Der Schnittpunkt ist das Ziel des Propagationsvektors, der Propagationsrichtungsvektor wird entsprechend verkürzt oder verlängert (Abbildung 4.11 F),

- Berechnung der Absolutpropagationsgeschwindigkeit aus der Norm des Propagationsvektors und der Zeitschrittweite zwischen S und S' .

Aufgrund der zeitlich und räumlich stark variierenden Propagationsgeschwindigkeit im partiell vorgemischten Freistrahle muss das Verfahren nochmals hinsichtlich Robustheit und Präzision angepasst werden. Daher wird das Verfahren iterativ ausgeführt. Sowohl Zeitschrittweite zwischen S und S' als auch Fenstergröße sind variabel und werden dynamisch entsprechend dem detektierten Linienabstand angepasst, um eine fehlerhafte Propagationsvektorbestimmung durch zu große oder zu kleine Linienabstände zu vermeiden. Weiterhin wird das Verfahren zur Bestimmung des Schnittpunkts des Propagationsrichtungsvektors mit der folgenden Flammenfrontlinie umgestellt. Zur Erhöhung von Genauigkeit und Robustheit wird das Flammenfrontelement durch ein Polynom dritten Grades angenähert, wodurch der Schnittpunkt unabhängig von der Pixel-Auflösung bestimmt werden kann.

4.4.2 Mischungsfeld

Da der Brennstoff im Messgebiet aufgrund der großen Distanz zum Düsenaustritt bereits stark mit dem Umgebungsluftstrom vermischt ist, kann, wie bereits erwähnt, kein Bereich im Messgebiet definiert werden, in dem immer ein Mischungsbruch von $\xi = 1$ vorliegt. Der Mischungsbruch im Messgebiet wird daher durch Verhältnisbildung mit dem PLIF-Signal, welches im Freistrahle direkt über der Referenzdüse detektiert wird, gebildet. Im Folgenden wird dies als $\xi = 1$ -Referenzierung bezeichnet. Um aus den PLIF-Rohdaten quantitative Mischungsbruchverteilungen zu berechnen, sind vielfältige Datenverarbeitungsschritte auszuführen, welche im Folgenden beschrieben werden. Zur Verarbeitung der Daten wird MATLAB® (The Mathworks Inc., Version R2015a) verwendet.

4.4.2.1 Datenpräparation

Als Voraussetzung für eine erfolgreiche Referenzierung der PLIF-Signale müssen die beiden verwendeten Kameras hinsichtlich ihrer Sensitivität charakterisiert werden. Um dies zu erreichen, wird eine einzelpixelbasierte Linearisierung der Messdaten durchgeführt. Weiterhin werden Einflüsse der Abbildungseigenschaften des optischen Systems wie Vignettierung und Rauschen minimiert. Die verschiedenen Präparationsschritte werden im Folgenden in der Reihenfolge des angewendeten Programmablaufs im Detail vorgestellt.

Linearitätskorrektur Die im Experiment eingesetzten Hochgeschwindigkeitskameras basieren auf CMOS-Sensoren, welche, wie in Kapitel 3.1.1 erläutert, vor allem bei niedrigen Intensitäten nicht lineares Sensitivitätsverhalten aufweisen. Um dies zu korrigieren, wird das von Weber et. al. [140] vorgeschlagene einzelpixelbasierte Linearisierungsverfahren angewendet. Hierfür werden die Sensoren beider eingesetzter Kameras in einem Kalibrationsaufbau mittels einer Ulbricht-Kugel homogen beleuchtet. Es werden über den

gesamten Dynamikbereich der Kamera verteilt verschiedene Beleuchtungsintensitäten eingestellt und jeweils 8000 Bilder aufgenommen, um eine ausreichende Statistik des Linearitätsverhaltens zu erhalten. Auf dieser Basis wird für jedes Pixel eine Kennlinie ermittelt, mit welcher anschließend die Messdaten korrigiert werden können.

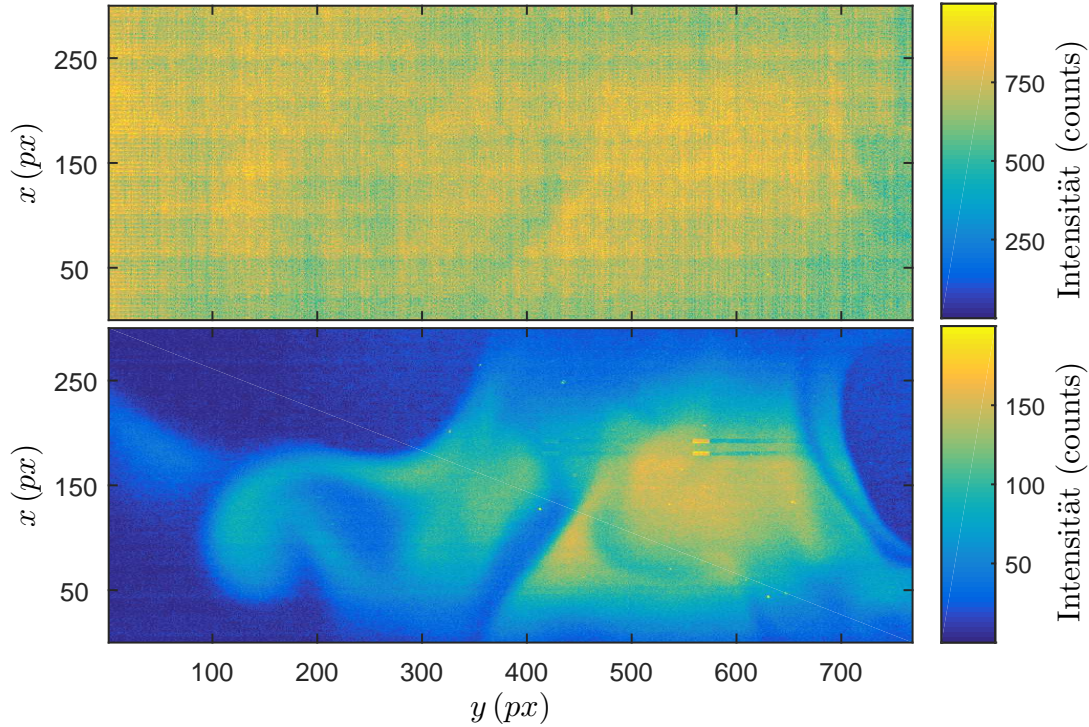


Abbildung 4.12: Korrektur von Sensorlinearität und Dunkelstromrauschen. Gezeigt ist ein beispielhaftes Einzelbild als Rohbild (oben) und nach Linearisierung sowie dem Abzug des Dunkelstromrauschens (unten).

Um Fehler durch die mangelhaften kamerainternen Bildkorrekturverfahren zu vermeiden, werden sämtliche Messaufnahmen bei deaktivierter Dunkelbildkorrektur durchgeführt. Abbildung 4.12 (oben) zeigt beispielhaft ein Rohbild der PLIF-Hauptkamera. Vor jedem Messzyklus werden 100 Dunkelbilder aufgenommen, um eine ausreichende Statistik des Dunkelstromrauschens zu ermitteln. Im Zuge des Linearitätskorrekturverfahrens wird auf diese Weise neben der Linearität auch das Dunkelstromrauschen des Sensors korrigiert. In Abbildung 4.12 (unten) ist das Ergebnis dieser Korrekturen gezeigt.

Interpolation von fehlerhaften Sensorbereichen Im Zuge der Datenbegutachtung wird festgestellt, dass die verwendete PLIF-Hauptkamera im Messbereich zusammenhängende Bereiche von fehlerhaften Pixeln zeigt. Diese äußern sich als offensichtlich unphysikalische lineare Strukturen in den aufgenommen Intensitätsverteilungen. Außerdem werden in den PLIF-Aufnahmen runde Artefakte sichtbar, welche sich im Verlauf einer Sequenz in axialer Richtung bewegen. Es wird davon ausgegangen, dass es sich hierbei um Agglomerate von PIV-Partikeln handelt, die groß genug sind, um die PLIF-Anregung

teilweise auf den Sensor zu streuen. Diese Fehlstellen werden in einem iterativen Verfahren, wie in Abbildung 4.13 (oben) dargestellt, zunächst maskiert. Die Intensitätswerte der Fehlstellen werden anschließend mittels Nachbarschaftsoperationen aus ihrer Umgebung interpoliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.13 (unten) gezeigt.

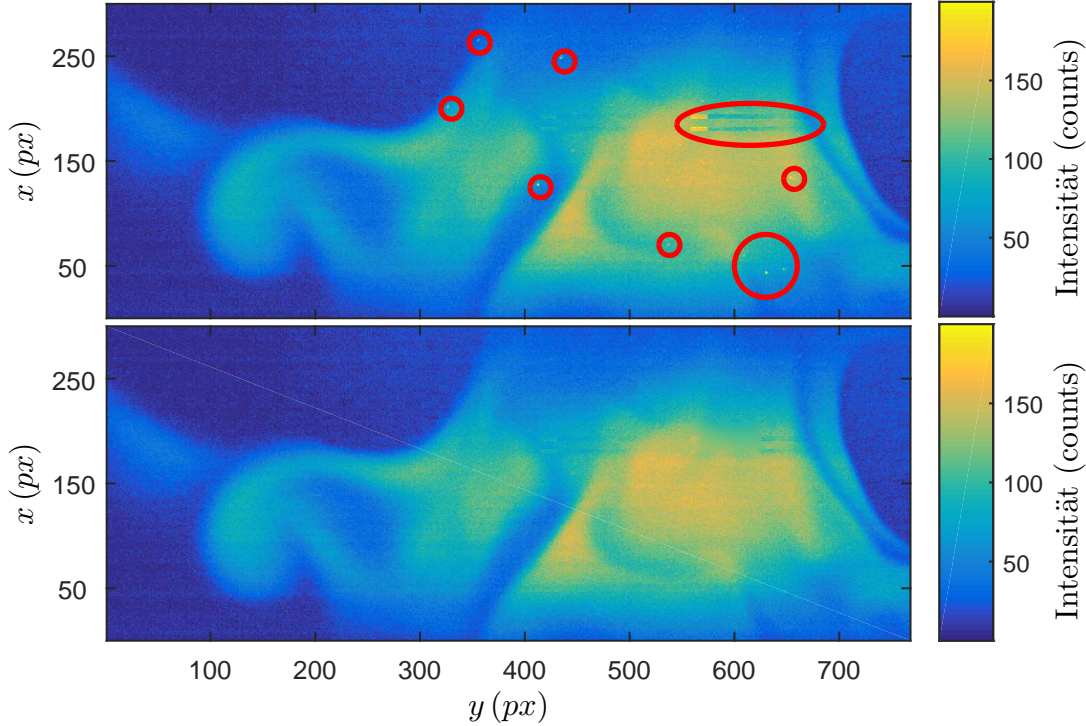


Abbildung 4.13: Korrektur von Sensorfehlern und Partikelstreuung. Gezeigt ist das linearitätskorrigierte Bild, in welchem die Abbildungsfehler markiert sind (oben) und das Ergebnis des Maskierungs- und Interpolationsprozesses (unten).

Entrauschen und Vignettierungskorrektur Um das Rauschniveau der ermittelten PLIF-Daten zu minimieren, wird ein Entrauschungsverfahren basierend auf *Wavelet-adaptiver Schwellwertfindung* auf die Daten angewendet. Das Verfahren basiert auf dem von Sweeney et. al. [122] demonstrierten Entrauschungsverfahren für eindimensionale Daten und wurde im Rahmen der Arbeit von Trunk [131] unter Anderem an den in diesem Experiment erzeugten Aufnahmen für die Entrauschung von zweidimensionalen Daten weiterentwickelt. Die Weiterentwicklung beruht auf der Verwendung biorthogonaler Wavelet-Funktionen [26] und einer stationären zweidimensionalen Wavelet-Transformation. Für weitere Details sei an dieser Stelle auf die ausführliche Beschreibung in der Arbeit von Trunk [131] verwiesen.

Zur Bestimmung der Rauschcharakteristik der verwendeten Kameras wurden die bereits zur Linearitätskorrektur eingesetzten Kalibrierbilder und Dunkelbilder verwendet. Das Entrauschungsverfahren ist in der Lage 99,7 % des Kamerarauschens zu eliminieren, ohne

dabei die räumliche Auflösung der Messung zu beeinträchtigen [131, 144]. Die Datenqualität wird somit erheblich verbessert, wie in Abbildung 4.14 (oben) gezeigt ist.

In einem weiteren Verarbeitungsschritt wird mittels Weißbildkorrektur die Abschattung bestimmter Bildbereiche durch das optische System (Vignettierung) reduziert. Die hierzu nötigen Weißbilder werden an jedem Messtag erneut durch homogene Beleuchtung durch die Abbildungsoptik hindurch ermittelt, um Einflüsse durch Nachfokussieren oder Ähnliches auszuschließen.

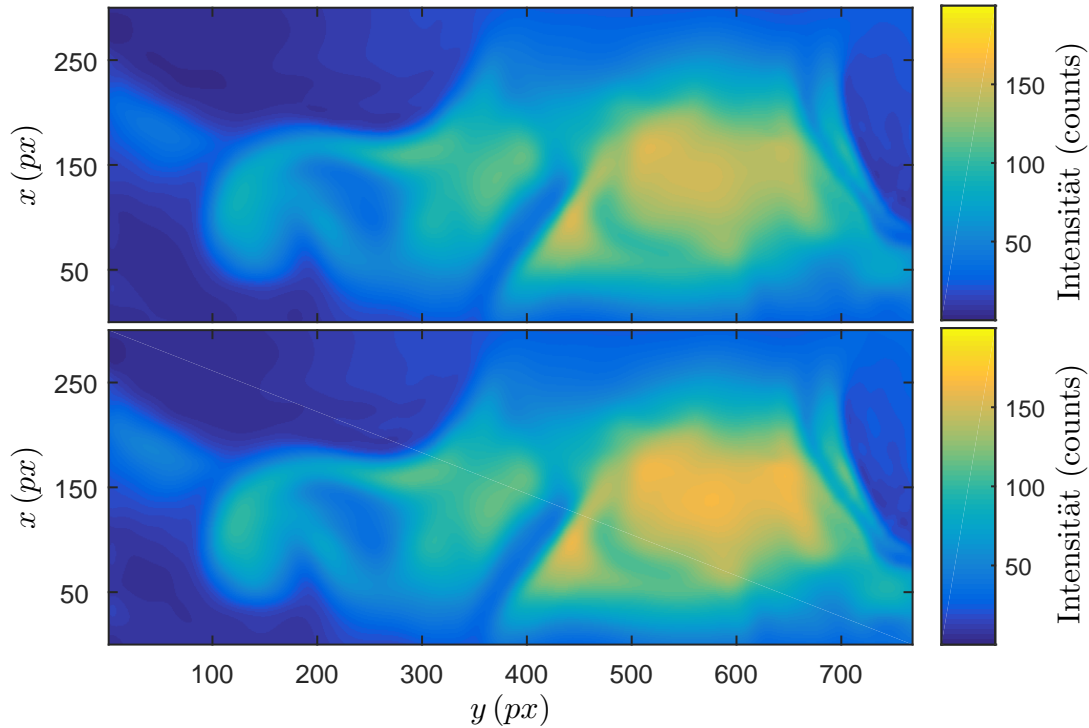


Abbildung 4.14: PLIF-Signal nach dem Entrauschungsprozesses (oben) und der Weißbildkorrektur (unten).

Räumliche Registrierung Um Verzerrung und unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe zu korrigieren, werden die aufgenommenen Messdaten, wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, räumlich registriert. Es kommt ein Lochkamera-Modell zur Anwendung. Die Koordinatentransformationsfunktion wird mit der Datenaufnahmesoftware (Davis 8, LaVision) ermittelt. Es wird dasselbe Kalibrationstarget und dieselbe Montageposition gewählt, welche auch für die Registrierung der SPIV-Daten genutzt wird, sodass anschließend PLIF- und SPIV-Daten im gleichen brennerorientierten Koordinatensystem vorliegen. Die Koordinatentransformationsfunktion wird anschließend in MATLAB[®] importiert und auf die Daten angewendet. Abbildung 4.15 (oben) zeigt die zweidimensionale PLIF-Signalverteilung nach der Transformation in das Brennerkoordinatensystem.

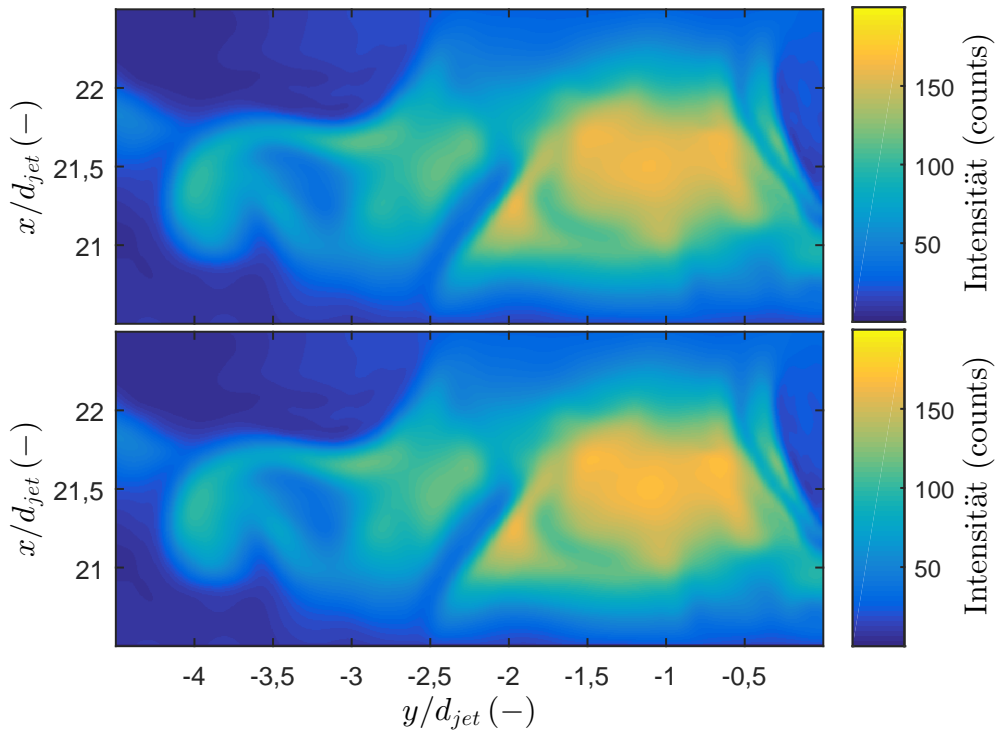


Abbildung 4.15: PLIF-Messergebnis nach der räumlichen Registrierung (oben) und der Laserabsorptionskorrektur (unten).

Korrektur der Laserabsorption Laserabsorption an Aceton-Molekülen im Strahlweg führt zu einer ungleichmäßigen konzentrationsabhängigen Abschwächung der Anregung und somit auch des PLIF-Signals. Dies wird mittels eines iterativen, auf dem Lambert-Beer-Gesetz basierenden Korrekturverfahren minimiert, wie in Abbildung 4.15 (unten) gezeigt ist. Das Verfahren bestimmt zu diesem Zweck, unter der Annahme, dass die Laserstrahlausbreitungsrichtung parallel zu den Pixelzeilen des Sensors verläuft, zeilen- und spaltenweise die Verteilung der Aceton-Konzentration und rechnet für jede Zeile die anfänglich eingestrahlte Laserintensität zurück. Das Verfahren wird in homogener Aceton-Konzentration ($\xi = 1$ -Referenzierungsaufnahmen) kalibriert. Gleichzeitig wird die tatsächlich erreichte absolute Aceton-Konzentration im Freistrahl bestimmt.

4.4.2.2 Zweidimensionale Mischungsbruchverteilung

Um aus den in der Datenpräparation aufbereiteten Messdaten Mischungsbruchverteilungen zu berechnen, werden drei weitere Verarbeitungsschritte zu einer Operation zusammengefasst. Dies sind:

- Laserstrahlprofilkorrektur,
- Laserenergie-Referenzierung,
- $\xi = 1$ -Referenzierung.

Das Profil des Laserstrahls ist zu korrigieren, weil die Intensität des Strahls in der Strahlmitte deutlich höher als an den Rändern ist. Dieser Effekt wird durch die Aufweitung des Lichtschnitts in der Brenneraxialrichtung verstärkt. Dies resultiert in unterschiedlichen PLIF-Signalintensitäten bei gleicher Acetonkonzentration aber unterschiedlicher Höhe über der Brennerdüse. Zusätzlich schwankt die Pulsenergie des Lasers im Verlauf einer Messsequenz. Beide Effekte sind in Abbildung 4.16 anhand der PLIF-Signalintensitätsprofile einer Sequenz von 190 Bildern bei homogener Acetonkonzentration gezeigt.

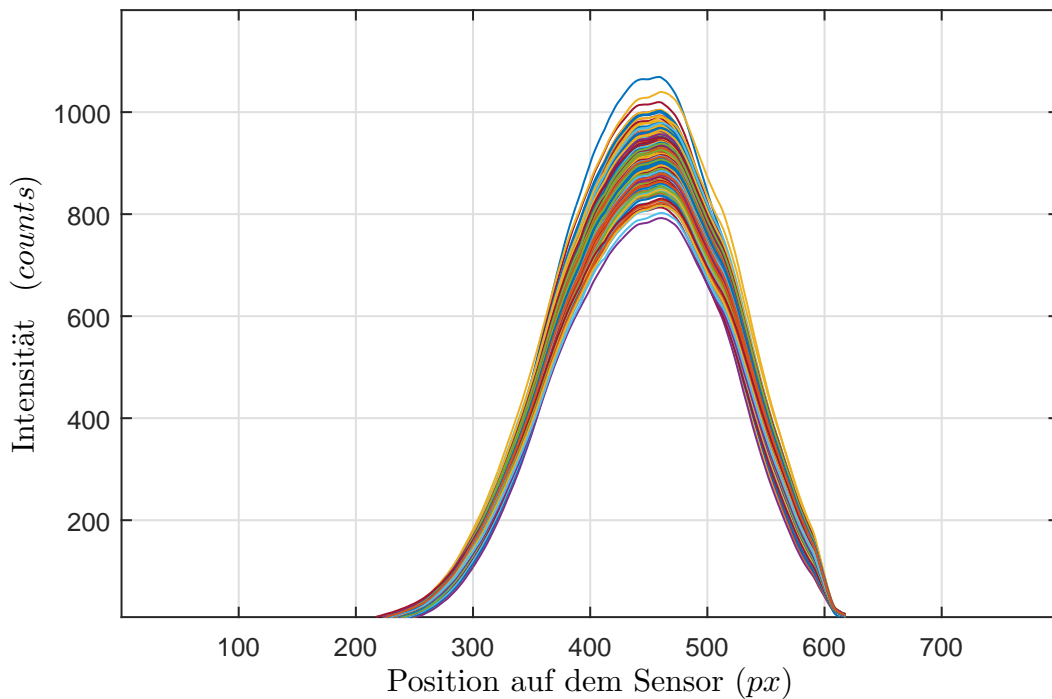


Abbildung 4.16: Intensitätsprofile des PLIF-Laserlichtschnitts einer Sequenz von 190 PLIF-Aufnahmen.

Die Aufnahmen bei homogener Aceton-Konzentration werden durch Traversierung des Freistrahlbrenners erreicht, sodass der Düsenaustritt direkt unterhalb des PLIF-Lichtschnitts liegt. In dieser Anordnung werden sowohl mit der Hauptkamera als auch mit der Referenzkamera synchron Bilder des Freistrahls aufgenommen. Da so gewährleistet ist, dass beide Kameras identische Aceton-Konzentrationen und homogene Gebiete mit $\xi = 1$ sehen, kann auf dieser Basis ein Konversionsfaktor bestimmt werden, mit dem die unterschiedlichen Sensitivitäten von Haupt- und Referenzkamera ausgeglichen werden können.

Unter Nutzung dieser Konversion wird für die eigentlichen Messdaten auf Einzelschussbasis ein Intensitätsprofil des $\xi = 1$ -Referenzfreistrahls extrahiert. Das Profil wird anschließend in die Koordinaten der Hauptkamera übertragen und entlang der Strahlrichtung zu einem Korrekturbild erweitert, welches in Abbildung 4.17 (oben) gezeigt ist. Die Mischungsbruchverteilung wird anschließend durch Division der wie zuvor beschriebenen Messdaten durch das Korrekturbild erreicht. Abbildung 4.17 (unten) zeigt das Ergebnis

dieser Operation.

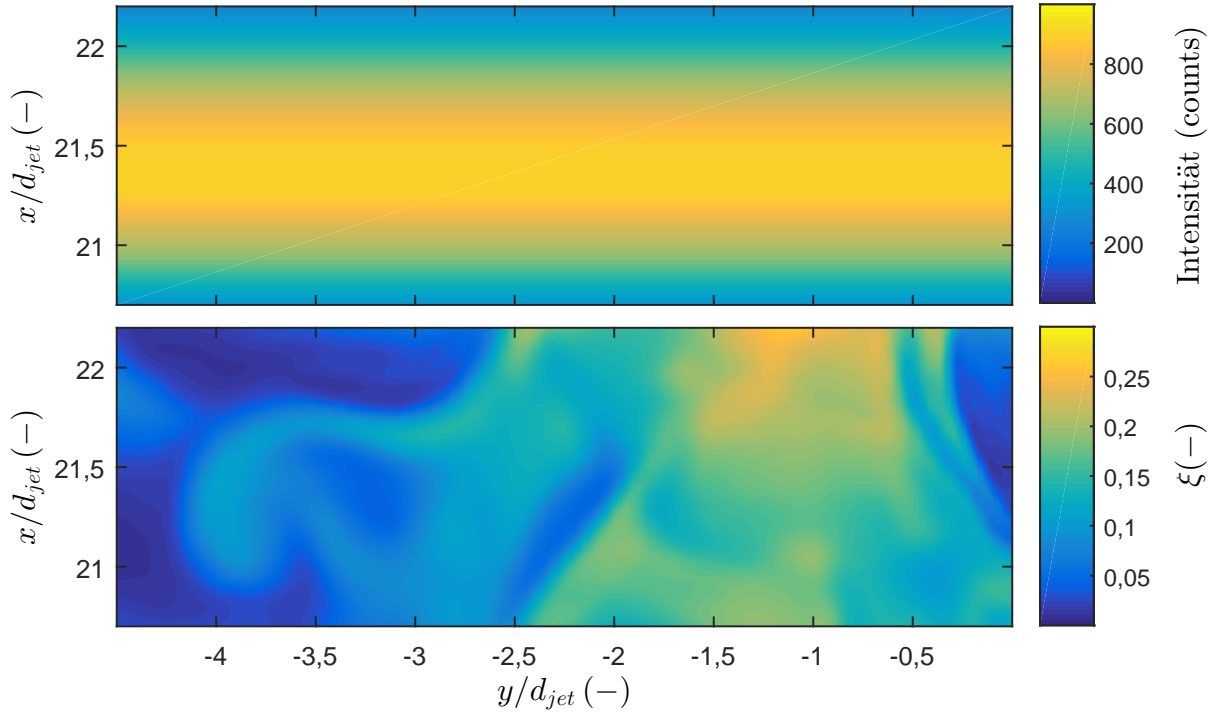


Abbildung 4.17: PLIF-Referenzbild zur Laserenergie-, Strahlprofil-, und Normierungsreferenzierung (oben) und Mischungsbruchverteilung (unten).

Die Unsicherheit in der Mischungsbruchbestimmung wurde durch Bestimmung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses des PLIF-Signals im Zuge der $\xi = 1$ -Referenzaufnahmen abgeschätzt. Die Präzision der Methode, ausgedrückt über die Standardabweichung aller Pixel in einem Gebiet von $50 \times 100 \text{ px}^2$ eines Ensembles von 400 Einzelmessungen, beträgt 0.8 % für die entrauchten Bilder. Dies entspricht einem Signal-zu-Rausch-Verhältnis von $SNR_{\xi=1} = 120$ bei $\xi = 1$. Extrapoliert auf den Bereich des stöchiometrischen Mischungsbruchs liegt es bei $SNR_{\xi_{stoich}} = 15$.

Temperaturabhängigkeit des PLIF-Signals Die Bestimmung des Mischungsbruchs mittels PLIF des Aceton-Moleküls für isotherme Bedingungen ist auf die gezeigte Art und Weise widerspruchsfrei und gebräuchlich. In der direkten Umgebung der Flamme sorgen steigende Temperaturen für eine Vielzahl von Beeinflussungen des PLIF-Signals. Mit der Temperatur ändern sich Absorptionsquerschnitt und Fluoreszenzquantenausbeute. Darüber hinaus wird Aceton durch Dekompositionsreaktionen in andere Verbindungen umgesetzt und verliert seine Fluoreszenzeigenschaften. Um Fehlinterpretationen auszuschließen, wird das PLIF-Signal daher nur in Bereichen ausgewertet, die eindeutig der isothermen Strömung zugeordnet werden können. Um den Bereich abzuschätzen, in dem die Flamme Einfluss auf das Verhalten des Acetons hat, werden Ergebnisse der Simu-

lation einer frei propagierenden vorgemischten laminaren Freistrahlfamme in stöchiometrischen Bedingungen herangezogen. Die Simulation wurde mit dem PREMIX-Modul von Chemkin [61] in Kombination mit dem *San Diego chemical mechanism* [78] und einem Aceton-Submechanismus [93] durchgeführt. Abbildung 4.18 zeigt Profile der Temperatur T , der relativen Aceton-Teilchendichte ND_{Aceton} und des relativen LIF-Signals entlang der flammennormalen Koordinate x_F . Das LIF-Signal wird hierzu mit dem von Thurber et. al. [127] entwickelten Modell berechnet. In dieser Darstellung ist $x_F = 0$ der Ort der Flammenfront, welcher anhand des steilsten Gradienten der Temperatur ermittelt wurde. ND_{Aceton} und das LIF-Signal sind anhand ihrer Maximalwerte in der nicht reagierenden Anströmung normiert. Die Abweichung des normierten LIF-Signals vom Wert in der nicht reagierenden Anströmung markiert den Einflussbereich der Flamme. Um den durch die Flamme induzierten Fehler kleiner 5 % zu halten, wird der Bereich ab 0,6 mm vor der Flammenfront aus der Berechnung des Mischungsbruchs und aller abgeleiteten Größen ausgenommen.

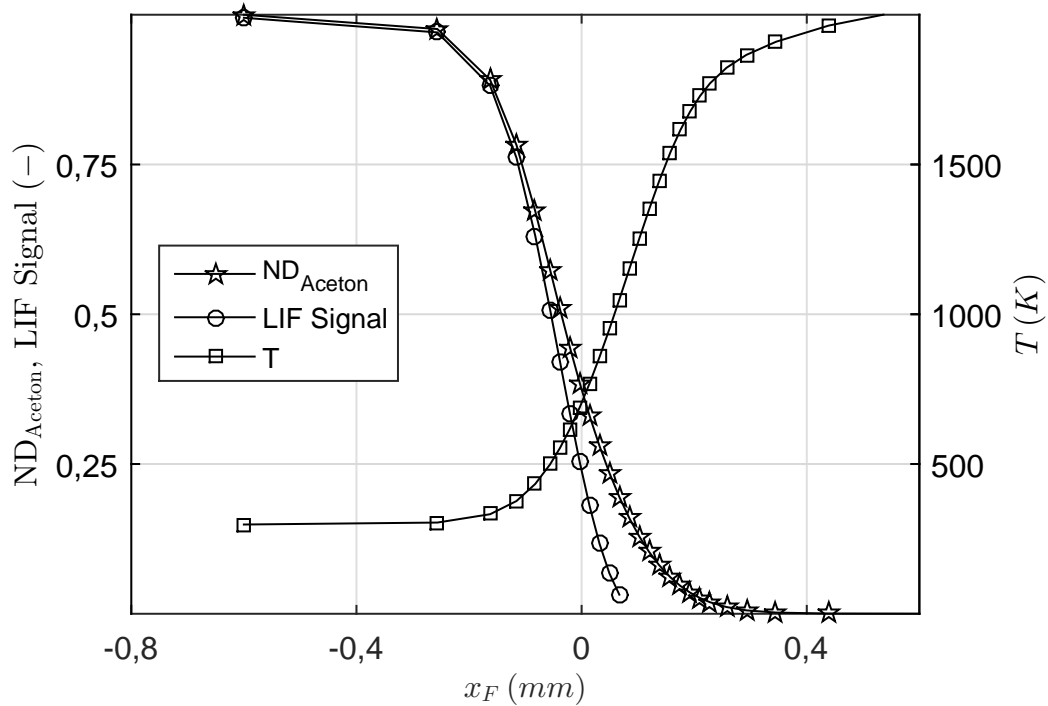


Abbildung 4.18: Berechnete LIF-Signalminderung durch den Temperaturanstieg in der Reaktionszone.

Skalare Dissipationsrate Die skalare Dissipationsrate χ ist ein charakteristisches Maß für die aktive Mischung und nimmt als solches eine fundamentale Rolle bei der Interpretation von Mischungsprozessen ein [36, 119, 121, 138]. χ wird nach Gleichung 4.1 aus dem Quadrat des Gradienten des Mischungsbruchs multipliziert mit dem Diffusionskoeffizienten gebildet. Der Diffusionskoeffizient D ist im Mischungsgradraum ein konstanter Faktor, für den im Kontext dieser Arbeit $D = 1$ angenommen wird. Die skalare Dissipationsrate

ist hier als relative Größe zu verstehen. Die Berechnung der skalaren Dissipationsrate wird damit auf die Berechnung des Quadrats des Mischungsbruchgradienten reduziert.

$$\chi = 2D\nabla^2\xi \propto \nabla^2\xi \quad (4.1)$$

Der Gradient der zweidimensionalen Mischungsbruchverteilung wird nach Gleichung 4.2 aus der Norm der Gradienten in horizontaler und vertikaler Richtung bestimmt, wobei zur Berechnung der partiellen Ableitungen ein auf Zentraldifferenzen basierendes Verfahren angewendet wird.

$$\nabla\xi = \sqrt{\left(\frac{\partial\xi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial\xi}{\partial y}\right)^2} \quad (4.2)$$

4.4.3 Kombinatorische Datenauswertung

Zur Analyse der Interaktion von Strömung, Mischung und Reaktion werden die Daten der verschiedenen Messsysteme kombiniert. Im Folgenden wird erläutert, wie aus der Kombination der Primärdaten von Mischungsbruchverteilung, Strömungsfeld und Flammenposition weitere abgeleitete Größen bestimmt werden. Zunächst wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem auf Basis der Strömungsgeschwindigkeiten und der Flammenfrontlinien der Flammenausbreitungsbereich näher beschrieben werden kann. Anschließend wird erläutert, wie die im brennerorientierten Koordinatensystem vorliegenden Messdaten in ein flammennormales Koordinatensystem überführt werden.

4.4.3.1 Detektion des Flammenausbreitungsbereichs

In Kapitel 4.4.1.1 ist beschrieben, wie aus den Streulichtaufnahmen der SPIV-Messungen Heißgasgrenzen bzw. Flammenfronten ermittelt werden. Im Kontext von Edge- und Tripel-Flammen (Kapitel 2.3.3) ist beschrieben, wie die Struktur einer solchen Flamme an ihrer Spitze beschaffen ist. Für die vorliegenden Daten stellt sich die Frage, wodurch die Flammenspitze charakterisiert ist und wie sie definiert und detektiert werden kann. Als Spitze der Flamme kann der Bereich aufgefasst werden, an dem die Flamme den höchsten Reaktionsumsatz zeigt. Aus den vorliegenden Daten lässt sich dies nicht direkt ablesen, da weder Temperatur noch Wärmefreisetzungsraten als Messdaten vorliegen. Rehm et. al. [101, 102] zeigten anhand von OH-PLIF-Messdaten einen Zusammenhang zwischen dem Reaktionsumsatz und der Stauchung der Strömung. Da die Flamme in einem Freistrahle entgegen der Hauptströmungsrichtung propagiert, wirkt sie als Strömungshindernis. Dies führt zu einer Verzögerung der Strömung vor der Flamme. Wenn die Flamme durch Reaktion propagiert muss also vor der Flammenfront ein Gebiet starker Strömungsverzögerung liegen. Die Strömungsverzögerung oder -abbremmung wird bei Betrachtung der kompressiblen Streckungsrate σ_{min} der Strömung, welche sich aus dem Tensor der Dehnungsgeschwindigkeiten (vgl. Gleichung 2.11) berechnen lassen, sichtbar. Eine Korrelation von σ_{min} und der Flammennormalenrichtung wurde auch von Poinso [96] s. 288 ff.) gezeigt.

Die kompressible Streckungsrate der Strömung lässt sich aus den Geschwindigkeitsfeld-daten berechnen. Hierbei ist zu beachten, dass die Streckungsraten, welche aus ebenen Geschwindigkeitsfeldern berechnet werden, nicht wie definitionsgemäß erwartet negativ sein müssen. Da die realen Hauptachsen der Strömung im dreidimensionalen Raum ausgerichtet sind kann hier eine Abweichung zur zweidimensionalen Abbildung auftreten. Im Kontext dieser Arbeit wird zur Visualisierung von Verzögerungsgebieten die zweidimensionale Projektion der Streckungsraten betrachtet, diese werden daher als $\sigma_{2D,min}$ bezeichnet. Die Berechnung von $\sigma_{2D,min}$ findet mit der PIV-Software Davis 8 (LaVision) nach der in Gleichung 4.3 angegebenen Beziehung statt [69].

$$\sigma_{2D,min} = \frac{\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y}}{2} - \sqrt{\frac{\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial u_y}{\partial y}\right)^2}{4} + \frac{\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x}\right)^2}{4}} \quad (4.3)$$

Um aus der Strömungsverzögerung den reaktiven Teil der Heißgasgrenze zu bestimmen, wird zunächst auf Basis eines adaptiven Schwellwertverfahrens der zusammenhängende Bereich vor der Heißgasgrenze gesucht, in dem $\sigma_{2D,min}$ stark abfällt. Zu diesem Zweck wird das $\sigma_{2D,min}$ -Feld einer topologischen Analyse unterzogen, wobei ein globaler als auch ein auf der Nachbarschaft basierender Schwellwert berücksichtigt werden, um globale Minima zu identifizieren. Anschließend wird das Lot von der Heißgasgrenze auf das so definierte Gebiet maximaler Strömungsverzögerung (Minimum $\sigma_{2D,min}$) gefällt, siehe Abbildung 4.19. Ein ähnliches Verfahren zur Abschätzung der Reaktionszone ist in der Arbeit von Mulla et. al. [85] beschrieben.

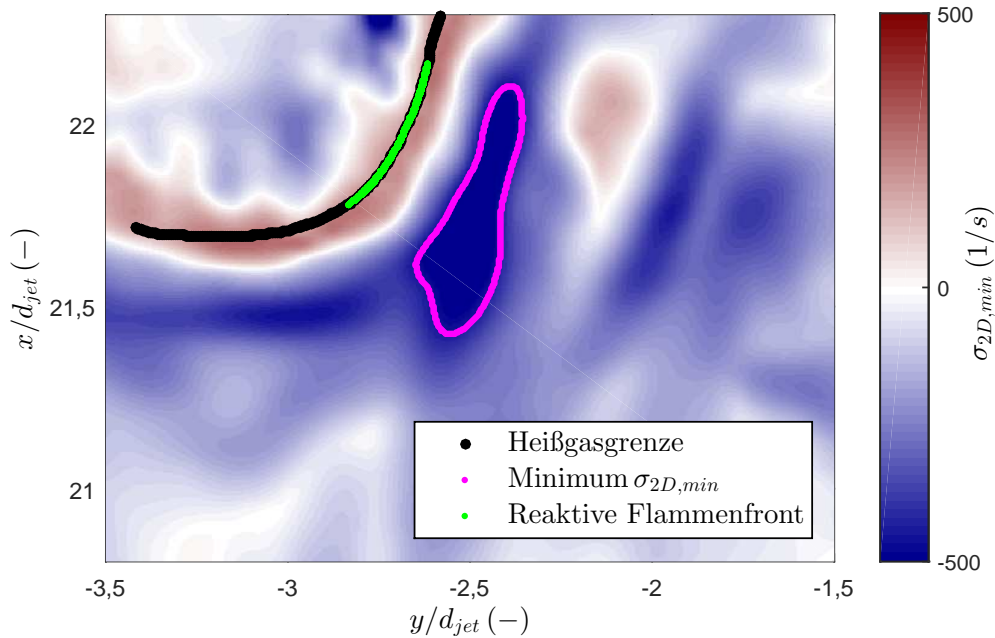


Abbildung 4.19: Schema zur Bestimmung des reaktiven Teils (grün) der Heißgasgrenze (schwarz) auf Basis des Gebietes maximaler Strömungsverzögerung (magenta) vor der Flammenfront.

4.4.3.2 Auswertung der flammennormalen Felddaten

Um Rückschlüsse auf die Verteilung der Größen vor der Flammenfront zu ziehen, werden die Felddaten aus dem brennerorientierten Koordinatensystem in ein an der Flammenfront orientiertes Koordinatensystem übertragen. Zu diesem Zweck wird zunächst für jeden Punkt der Flammenfront der Liniennormalenvektor in Richtung des unverbrannten Frischgases bestimmt. Da die pixeldiskrete Flammenfrontlinie die Berechnung der Normalenvektoren verfälscht und wenig robust ist, wird die Flammenfront zunächst stückweise durch Polynome dritter Ordnung angenähert. Die Normalenvektoren werden anschließend durch Auswertung der 1. Ableitungen der Polynome an den betreffenden Flammenfrontpunkten mit Subpixelgenauigkeit bestimmt. Kontrolllinien, welche in Richtung des Normalenvektors für jeden Punkt der Flammenfront verlaufen, dienen zur Extraktion der Daten aus dem brennerorientierten x, y -Koordinatensystem. Anschließend werden die Daten auf ein äquidistantes Gitter mit den Koordinaten x_F, y_F interpoliert, wobei x_F die flammennormale und y_F die flammentangentialen Koordinate repräsentiert. Abbildung 4.20 zeigt beispielhaft Flammenfront (schwarze Linie), Flammennormalenvektoren (weiße Pfeile) und Flammennormale Kontrolllinien (rote Linien). Die flammennormalen Linien sind hier pixeldiskretisiert dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist lediglich jeder fünfte Normalenvektor sowie jede fünfte Kontrolllinie gezeigt.

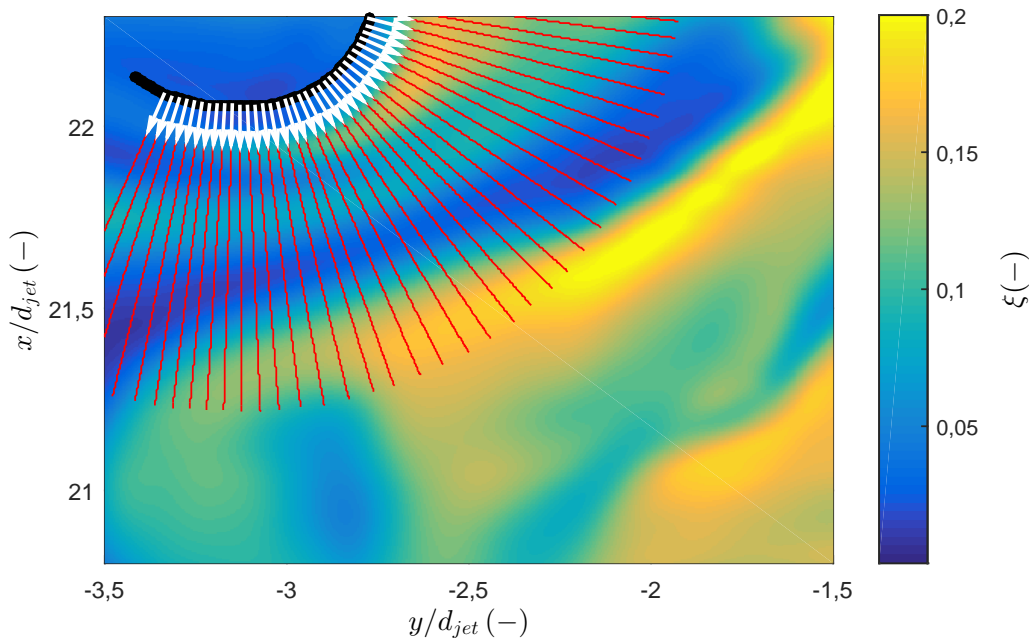


Abbildung 4.20: Darstellung der flammennormalen Datenextraktion. Gezeigt sind Flammenfront (schwarze Linie), Flammennormalenvektoren (weiße Pfeile) und Flammennormale Kontrolllinien (rote Linien). Die Flammennormalen Linien sind hier pixeldiskretisiert dargestellt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist lediglich jeder fünfte Normalenvektor sowie jede fünfte Kontrolllinie gezeigt.

Kapitel 5

Ergebnisse und Diskussion

Das vorliegende Kapitel behandelt die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen an der propagierenden Freistrahlf Flamme. Hierzu wird zunächst die Strömung und Mischung im Isothermen Zustand, also ohne Entzündung der Flamme, betrachtet. Grundlage der Untersuchung ist die in Kapitel 4.3.1 vorgestellte Konfiguration. Mittelwerte und Schwankungsgrößen des Freistrahls sowie instantane Einzelmessungen werden vorgestellt und mit Referenzdaten verglichen. Diese umfassende Charakterisierung des isothermen Freistrahls bildet die Basis für die Diskussion von Flammenpropagationsereignissen. Verschiedene Szenarien der Flammenpropagation werden anhand von Sequenzen analysiert, in denen die Flamme im Messbereich propagiert. Darüber hinaus werden die Ergebnisse einer flammenkonditionierten statistischen Auswertung eines Ensembles von Propagationsereignissen vorgestellt. Die Ergebnisse werden im Kontext der Modellvorstellungen zur Beschreibung von partiell vorgemischter Verbrennung diskutiert.

5.1 Isotherme Freistrahlsströmung und -mischung

Die genaue Charakterisierung der isothermen Strömung und Mischung des untersuchten Freistrahls ist aus zweierlei Gründen von großer Bedeutung. Einerseits kann die Plausibilität der Ergebnisse der verschiedenen Messsysteme überprüft werden. Für isotherme Freistrahlsströmungen finden sich in der Literatur Ähnlichkeitsgesetze und Näherungslösungen, mit denen sich die Messergebnisse auf statistischer Basis anhand von Mittelwerten und Schwankungsgrößen vergleichen lassen. Andererseits ist die Charakterisierung des Freistrahls auch die Grundlage für die Interpretation der Propagationssequenzen, weil sich die Flamme bei jedem Propagationsereignis in ein ungestörtes, isothermes Feld hineinbewegt.

5.1.1 Mittlere Größenverteilungen

Die Betrachtung von Mittelwerten und Schwankungsgrößen lässt eine allgemeine Charakterisierung von Strömung und Mischung zu. Auf der Basis dieser statistischen Momente lassen sich die Größen auch mit anderen Messungen oder Simulationen vergleichen. Für

die Zukunft spielt die genaue Ermittlung der Randbedingungen auf Basis der Statistik von Mischung und Strömung eine wichtige Rolle, wenn das hier vorgestellte Szenario zum Gegenstand numerischer Simulationen wird.

5.1.1.1 Strömungsfeld

Abbildung 5.1 zeigt Profile der Mittelwerte und Schwankungen der Strömungsgeschwindigkeiten des isothermen Freistrahls auf drei verschiedenen axialen Positionen im Messbereich. Dabei ist u_x die axiale Geschwindigkeitskomponente, u_y die radiale in der Laserlichtschnittebene und u_z der aus der Messebene herausweisende radiale Anteil. Zur Berechnung von Mittelwerten und Schwankungen wird ein Ensemble von 2500 einzelnen Geschwindigkeitsmessungen herangezogen. Die statistische Unabhängigkeit der Einzelmessungen wird durch eine Pause von mehreren Sekunden zwischen den jeweiligen Geschwindigkeitsfeldmessungen, welche aus den zwei zur Kreuzkorrelation benötigten Aufnahmen mit Aufnahmeabstand $\Delta t_{SPIV} = 50 \mu s$ bestehen, sichergestellt.

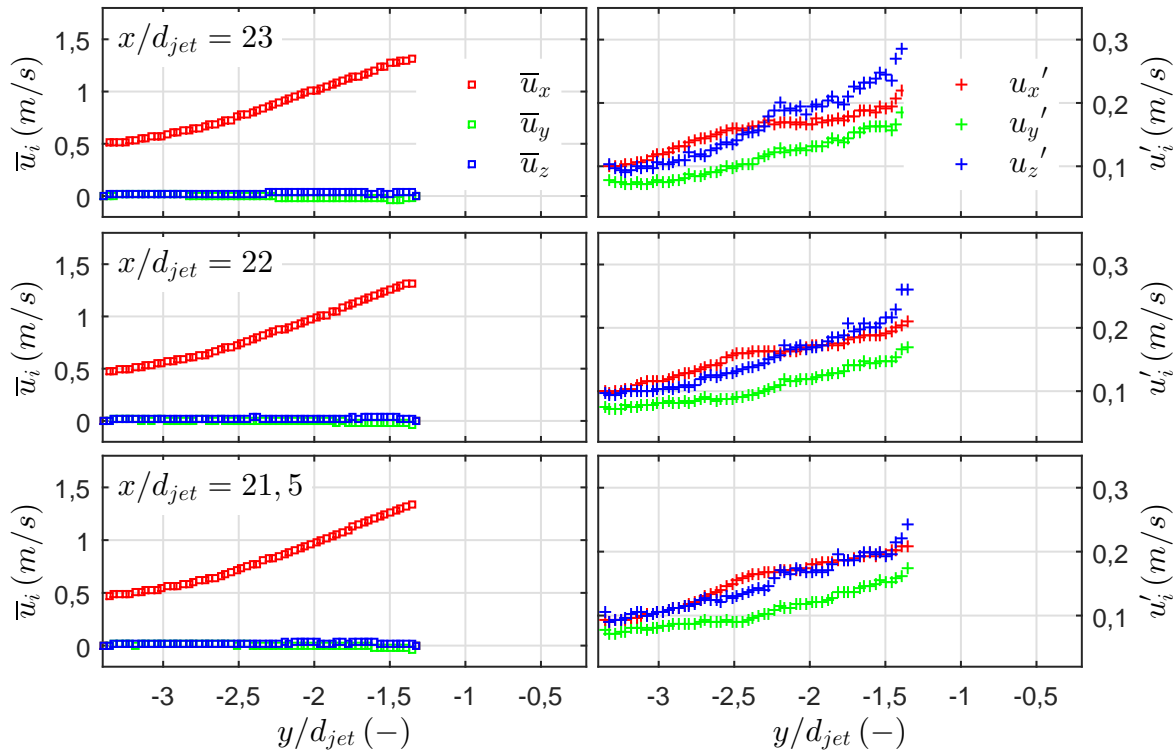


Abbildung 5.1: Profile der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten \bar{u}_i (links) und der Geschwindigkeitsfluktuationen u'_i (rechts) an drei axialen Positionen im Messbereich, ausgetragen über dem Abstand zur Brennerachse.

Bei der Betrachtung der mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in der linken Spalte von Abbildung 5.1 werden verschiedene Charakteristika von Freistahlströmungen deutlich. Zunächst besitzt der Freistahl eine Hauptströmungsrichtung, welche in diesem Fall der axialen x-Koordinate entspricht. Die Strömungsgeschwindigkeiten in y- und z-Richtung

verschwinden in der Mittelwertbetrachtung beinahe gänzlich. Darüber hinaus wird der Anstieg der Geschwindigkeit in Richtung der Freistrahlmittelachse deutlich. In dem in Abbildung 5.1 gezeigten Messbereich ist dies für alle Messpositionen sichtbar. Andeutungsweise ist auch das Abflachen der \bar{u}_x -Profile am rechten Rand des Messbereichs deutlich, welcher den Übergang von der Scherschicht zur Kernströmung des Freistrahls markiert. Aufgrund des großen Abstands des Messgebietes von der Düse und des geringen Axialabstandes zwischen den einzelnen Profilen ist auf der Seite der Mittelwerte nahezu kein Unterschied zwischen den verschiedenen Profilhöhen zu erkennen.

Die Geschwindigkeitsfluktuationen, dargestellt in der rechten Spalte von Abbildung 5.1 zeigen ebenso die Merkmale einer Freistrahlsströmung. Die Fluktuationen steigen in Richtung Freistrahlmittelachse an, unabhängig davon, welche Komponente oder Axialposition betrachtet wird. Dies ist vor dem Hintergrund der Interaktion von dreidimensionalen Wirbelstrukturen in der Scherschicht plausibel. Die erhöhten Fluktuationen der aus der Messebene zeigenden z -Komponente, u'_z sind weniger plausibel. Als Begründung hierfür kann ein systematisch bedingter erhöhter Fehler in der Geschwindigkeitsbestimmung der messebenennormalen Geschwindigkeitskomponente der SPIV-Messungen genannt werden. Grund für diesen Fehler sind die unterschiedlichen Ausmaße der Abfragevolumen in den x -, y - sowie der z -Koordinate durch die Laserlichtschnittdicke sowie Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Partikelverschiebung in der z -Richtung, welche aus der Projektion der Partikel resultieren. Hierfür spricht auch, dass die u'_x - und u'_y -Profile deutlich glatter sind als die u'_z -Profile.

5.1.1.2 Mischungsfeld

Um möglichst vollständige Aussagen über das mittlere Mischungsfeld des isothermen Freistrahls treffen zu können, wird das gesamte Gebiet von der Freistrahldüse ($\xi = 1$ -Referenzposition) bis zur Propagationsmessposition bei etwa $x/d = 21$ in 14 Messhöhen abgerastert. An jeder Höhenposition wird eine Ensemblemittelung über 500 Mischungsbrucheinzelmessungen durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt beispielhaft die ersten neun Messpositionen, die weiteren Schritte werden aus Platzgründen nicht dargestellt. Deutlich erkennbar ist auch hier der Freistrahlscharakter. Bis zu einer Messhöhe von $x/d = 2,5$ findet keine Einmischung von Frischgas in die Kernströmung statt. Dies zeigt auch, dass die $\xi = 1$ -Referenzposition direkt über der Düse sinnvoll gewählt ist. Ab etwa $x/d = 9$ ist der Freistrahls auch auf der Mittelachse bereits stark mit der Umgebungsluft vermischt. Bei der gezeigten Farbskalierung, welche den gesamten Mischungsbruchraum darstellt, sind in den höheren Messpositionen schon nahezu keine Unterschiede mehr erkennbar, was nochmals die Schwierigkeiten in der Erfassung des Mischungsbruchs in der Propagationsmessposition verdeutlicht.

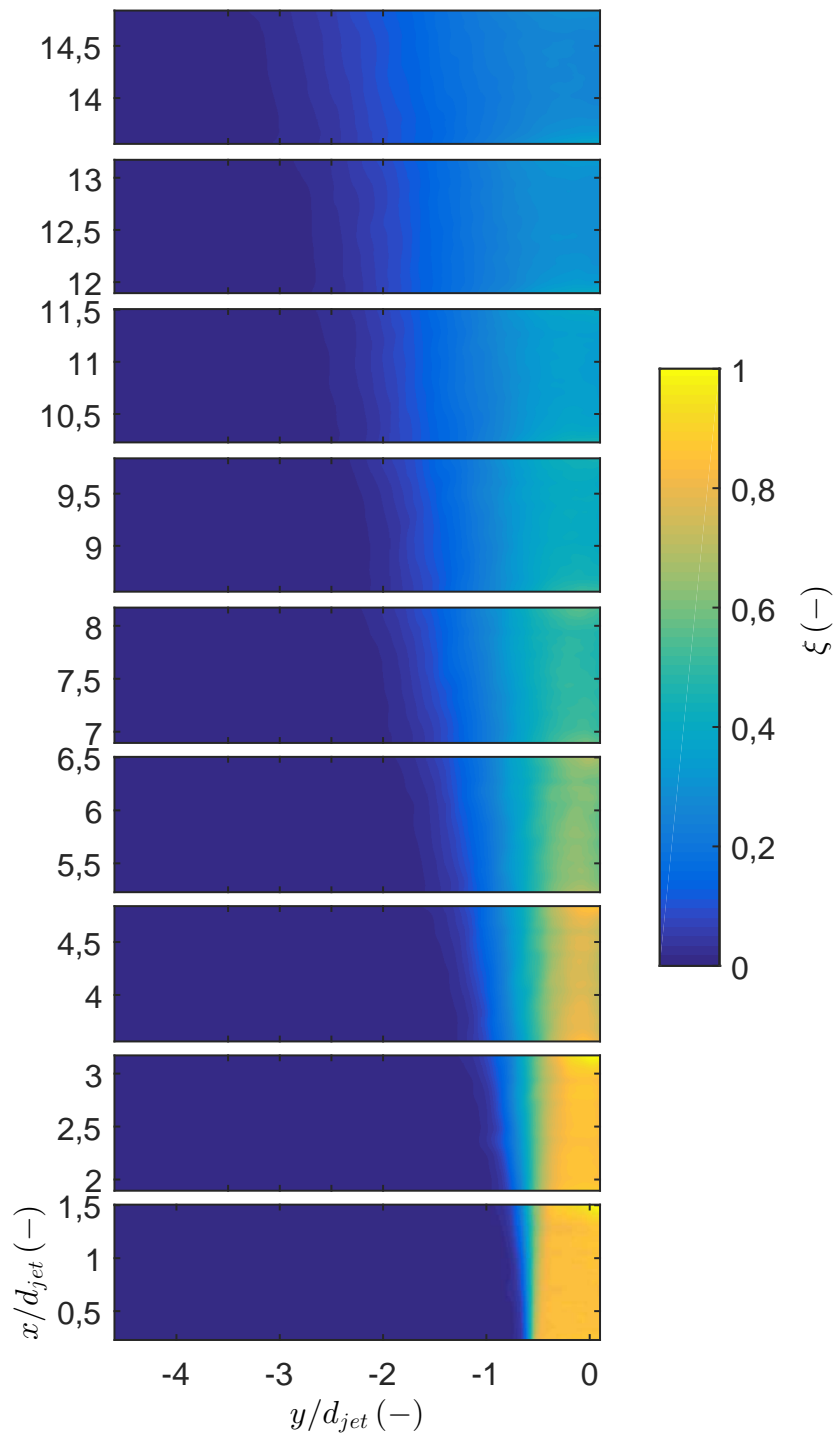


Abbildung 5.2: Mischungsbruchverteilung.

Zur Quantifizierung der Qualität der Mischungsbruchmessungen werden die Daten mit dem Skalierungsgesetz für Mischung in isothermen Freistrahlen von Tacina et. al. [123] verglichen. Durch das Skalierungsgesetz, welches auf der Selbstähnlichkeit von Freistrahlsströmungen beruht, lässt sich der Mischungsbruch auf der Mittelachse des Freistrahls als

Funktion der Höhe über dem Düsenaustritt nach Gleichung 5.1 ausdrücken.

$$\bar{\xi} = 5,4 \frac{x}{d_{jet} \left(\frac{\rho_{jet}}{\rho_{coflow}} \right)^{0,5}} \quad (5.1)$$

Hierin ist ρ_{jet} die Gasdichte im Freistrah, d_{jet} der Düsendurchmesser und ρ_{coflow} die Dichte in der Umgebungsströmung. Abbildung 5.3 zeigt das Skalierungsgesetz und die experimentell ermittelten Daten im Vergleich. Der Geltungsbereich des Skalierungsgesetzes beginnt bei $x/d = 7$ [123]. Zuvor bildet das Gesetz den Bereich des ungemischten Freistrahls und den Beginn der Mischungszone nur unzureichend ab. In dieser Darstellung wird nochmals deutlich, dass die Einmischung auf der Mittelachse erst für $x/d > 2$ stattfindet. Mit dem Beginn des Geltungsbereiches sind Experiment und Skalierungsgesetz in guter Übereinstimmung, die Verläufe sind parallel. Der geringe Parallelversatz zwischen Messung und Skalierungsgesetz ist vermutlich mit der geringen Reynolds-Zahl des Experiments zu begründen, denn das Skalierungsgesetz geht von voll ausgebildeter Turbulenz aus, während sich das Experiment mit $Re = 2500$ relativ nah am Übergangsbereich befindet.

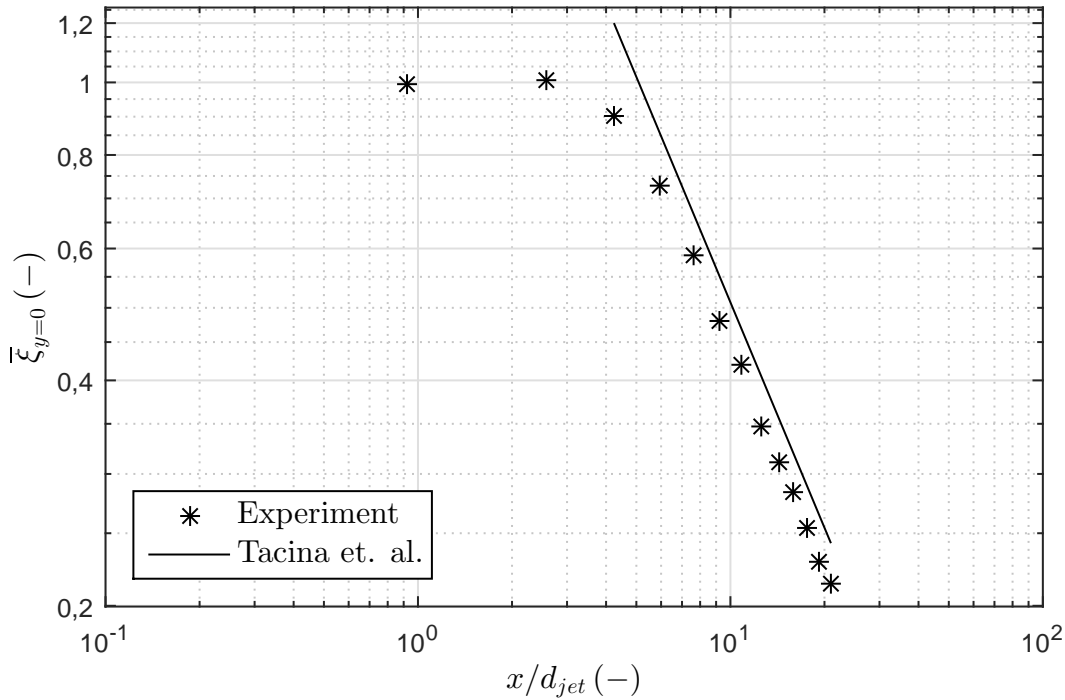


Abbildung 5.3: Vergleich der ermittelten Daten des mittleren Mischungsbruchs bei $y = 0$ mit dem Ähnlichkeitsgesetz von Tacina et. al. [123].

Zur Beurteilung der Mischungsverhältnisse an der Propagations-Messposition zeigt Abbildung 5.4 analog zu den Strömungsfelddaten (Abbildung 5.1) Profile von Mittelwert und Schwankungen des Mischungsbruchs ξ . Bei der Betrachtung wird deutlich, dass das mittlere Mischungsfeld im Propagations-Messbereich fast über die gesamte Messfensterbreite unterstöchiometrisch ist (der stöchiometrische Mischungsbruch liegt bei $\xi_{stoich} = 0,16$). Lediglich in den unteren Messfeldbereichen und sehr nahe an der Mittelachse des Freistrahls

ist das Feld im Mittel stöchiometrisch bis sehr leicht fett. Weiterhin ist zu beobachten, dass wie zu erwarten die Schwankungen des Mischungsbruchs im Bereich der Scherschicht des Freistrahls zwischen $y/d_{jet} = -3$ und $y/d_{jet} = -2$ maximal werden.

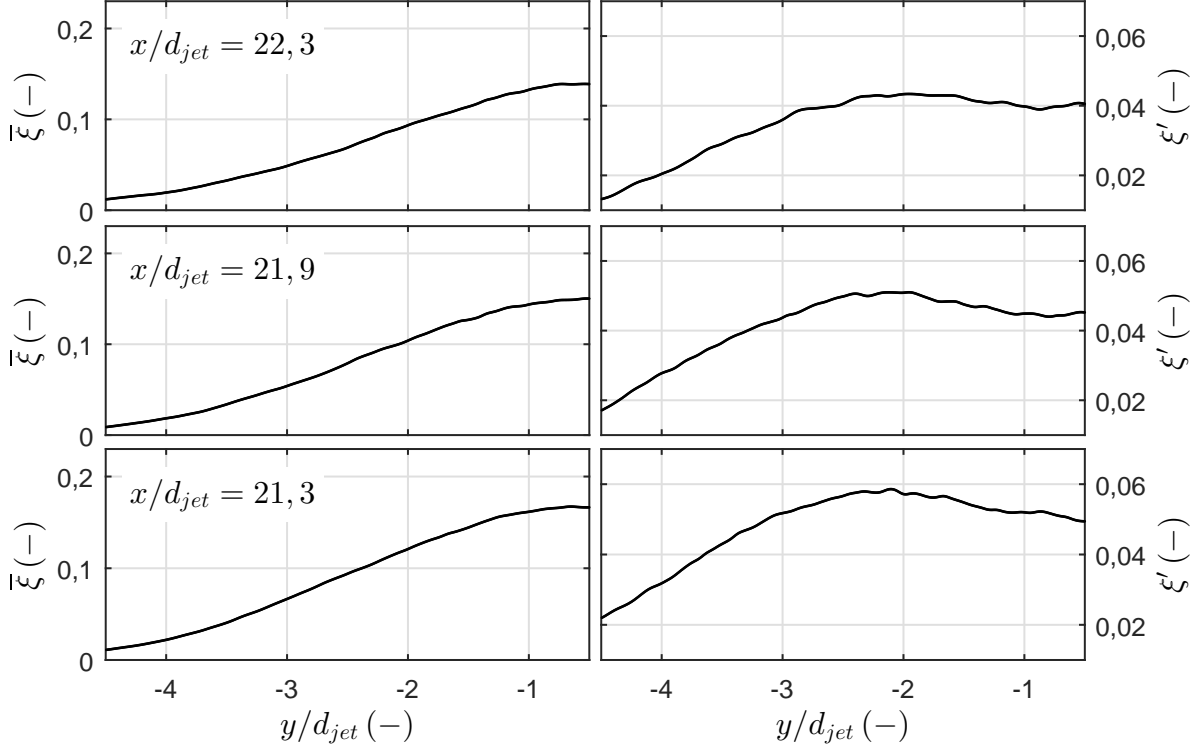


Abbildung 5.4: Profile des mittleren Mischungsbruches $\bar{\xi}_i$ (links) und der Fluktuationen ξ' (rechts) an drei axialen Positionen im Messbereich, ausgetragen über dem Abstand zur Brennerachse.

Zur Abschätzung der Unsicherheit der Mischungsbruchbestimmung wurde das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis des PLIF-Signals SNR_{PLIF} direkt am Düsenaustritt bestimmt. An diesem Ort hat noch keine Einmischung von Umgebungsluft stattgefunden, somit ist hier der Mischungsbruch per Definition $\xi = 1$. Die Präzision der Messung wird mittels der Standardabweichung aller Intensitätswerte innerhalb eines Bereichs von 50×100 px für 400 Einzelmessungen berechnet. Die Präzision ergibt sich so zu 0,8%, was einem Signal-zu-Rauschen-Verhältnis von $SNR_{PLIF} = 120$ am Düsenaustritt entspricht. Im Messgebiet reduziert sich SNR_{PLIF} durch das geringere Signal im Bereich stöchiometrischer Bedingungen zu ≈ 15 [144].

5.1.2 Instantane Verteilungen von Mischungs- und Strömungseigenschaften

Abbildung 5.5 zeigt das Ergebnis einer instantanen Einzelmessung. Die obere Darstellung zeigt das Mischungsfeld, wobei die Farbdarstellung so codiert ist, dass Gemisch außerhalb der Brenngrenzen als schwarze Fläche dargestellt ist. Dem Mischungsfeld überlagert sind

die Strömungsfeldvektoren der u_x - und u_y -Komponenten der Geschwindigkeit, wobei hier der Übersichtlichkeit halber nur jeder dritte Vektor gezeigt ist. Deutlich erkennbar ist das sehr brennstoffreiche Mischungsgebiet nahe der Mittelachse, welches durch die Strömung transportiert wird. Ebenso ist auf der linken Seite der Abbildung ein großes, zusammenhängendes Gebiet von Frischluft zu sehen, welches gegenüber dem fetten Gebiet nahezu stillsteht. Dieser starke Gradient zwischen sehr magerem und sehr brennstoffreichem Gemisch zeigt sich entsprechend in den Strukturen der skalaren Dissipation (Abbildung 5.5 Mitte).

Sichtbar sind hier die auch von Dahm und Dimotakis [29] gezeigten Schichtstrukturen, welche sich in der zweidimensionalen Darstellung als finger- oder stabförmige Felder zeigen. Diese Strukturen sind nach [29] das Resultat von großskaligen Wirbelstrukturen, welche im Zuge ihrer Drehbewegung in der Scherschicht Frischgas aus der Umgebung bis weit hinein in den Freistrah transportieren. In Abbildung 5.5 ist eine derartige Einmischung diagonal von der linken unteren bis zur rechten oberen Bildecke erkennbar. Vergleichbare Beobachtungen finden sich auch in der Arbeit von Rehm et. al. [101].

In der mittleren Darstellung sind der Verteilung von χ die Richtungsvektoren der Druckspannungen der Strömung (welche die kleinere der beiden Hauptachsen repräsentiert) überlagert. Da die Richtungsvektoren der Hauptspannungen punktsymmetrisch sind, sind sie hier ohne Vektorpfeilspitze gezeigt. In Übereinstimmung mit den Erkenntnissen von Rehm [101] richten sich die Richtungsvektoren orthogonal zu den Schichtstrukturen der skalaren Dissipation aus. Abbildung 5.5 (unten) zeigt den Betrag der Druckspannungen. Hier ist zu erkennen, dass das Gebiet hoher negativer Druckspannungen mit der Zone unterhalb der Dissipationsstruktur korreliert. Das Auftreffen der fetten Mischungsstruktur auf das fast in Ruhe befindliche Frischgas scheint die Strömung leicht zu verzögern.

5.2 Reagierende Strömung

Um die Interaktion von Strömung, Mischung und Reaktion bei der Flammenpropagation zu analysieren, wird ein Ensemble von Propagationsereignissen ausgewertet. Die einzelnen Ereignisse werden nach dem in Kapitel 4.3.4 erläuterten Schema ermittelt. Zur Interpretation der Daten wird zunächst erläutert, wie sich das gewählte Ensemble zusammensetzt. Anschließend wird zunächst die statistische Verteilung von Mischungsbruch und Strömungsgeschwindigkeiten an der Flammenfront gezeigt. Die Analyse von Einzelsequenzen liefert Ansätze zur Interpretation der statistischen Verteilung, welche anschließend zu einer geeigneten Konditionierung der Daten genutzt werden.

Datenbasis Wie in Kapitel 4.4 erwähnt, werden die ursprünglich 400 aufgenommenen Propagationssequenzen zunächst grob danach sortiert, ob das Propagationsereignis im zeitlichen Messfenster stattfindet. Eine weitere Selektion wird angeschlossen, um die Sequenzen aus dem Datensatz zu entfernen, in denen die Flammenspitze offensichtlich

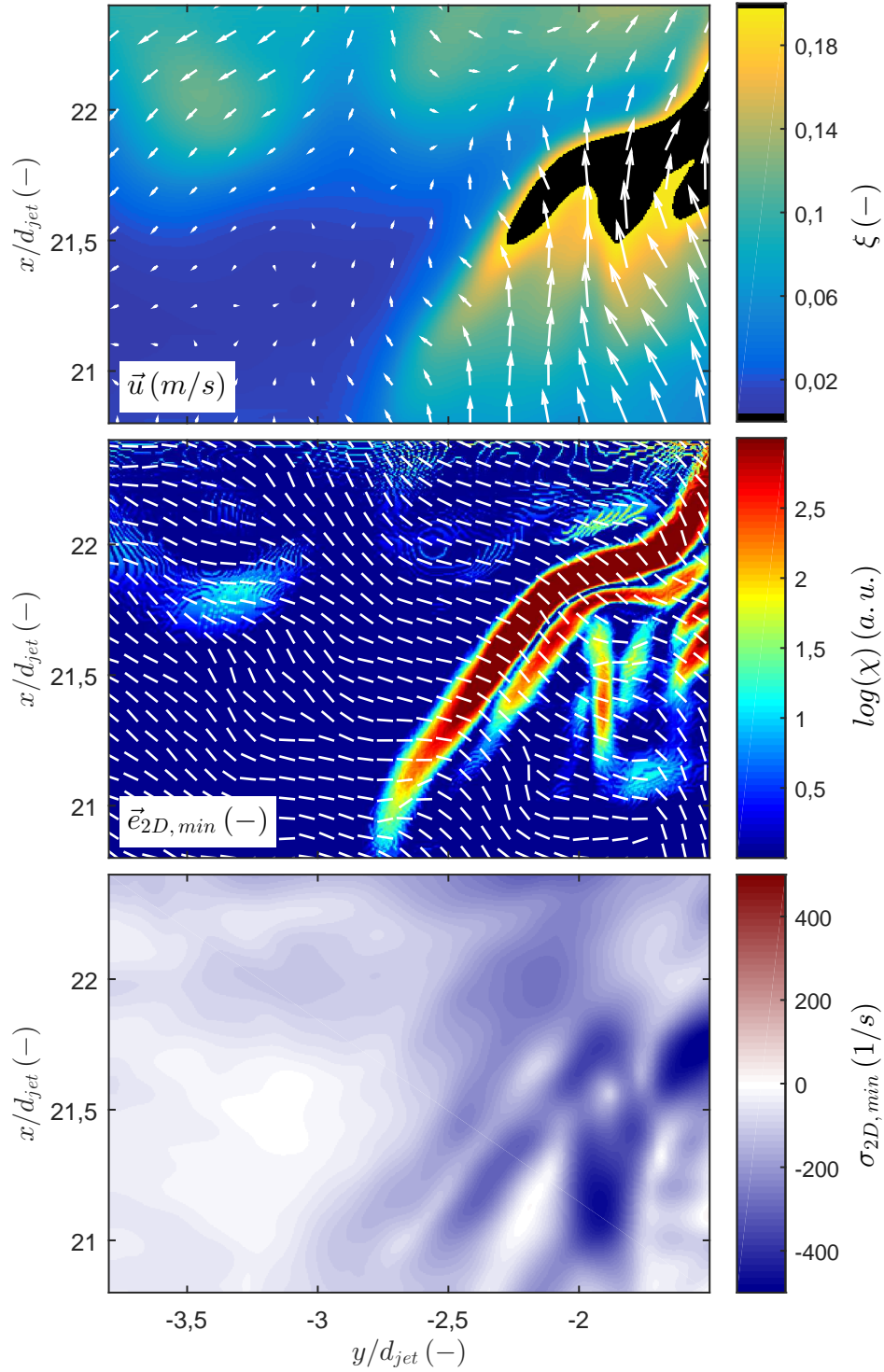


Abbildung 5.5: Instantane Verteilungen von Mischungsbruch ξ und Strömungsgeschwindigkeiten (oben), skalarer Dissipationsrate χ und Richtung $\vec{e}_{2D,min}$ (mitte) sowie dem Betrag der Druckspannungen $\sigma_{2D,min}$ (unten).

außerhalb der Messebene propagiert. Dies wird erreicht, indem Fälle, in denen die Flammenfrontlinie nicht von oben, links oben oder rechts oben in das Messfenster eintritt,

eliminiert werden. Schließlich verbleiben 51 einzelne Propagationssequenzen von Längen zwischen 1 und 10 ms.

Flammeneigengeschwindigkeit Wie in Kapitel 4.4.1.2 erläutert, wird auf Basis der Flammenfrontdetektion die Absolutgeschwindigkeit der Flammenfrontlinien ermittelt. Dabei werden die Flammenfrontlinien durch Detektion des Partikeldichtesprungs in den planaren Streulichtbildern der SPIV-Messungen bestimmt. Durch Subtraktion der lokalen Konvektionsgeschwindigkeit kann nach Gleichung 2.56 die Eigengeschwindigkeit der Flammenfront berechnet werden. Dieses Vorgehen ist von einer Reihe von Fehlern behaftet. Zunächst ist der aus planaren Messungen nicht quantifizierbare Einfluss der dreidimensionalen Krümmung der Flammenfront. Diese führt zu einer Fehlbestimmung des Flammennormalenvektors, da dieser in der Messebene angenommen wird. Es wird daher lediglich eine zweidimensionale Projektion der dreidimensionalen Flammenpropagation detektiert, was den Betrag der Eigengeschwindigkeit in Abhängigkeit der Flammenkrümmung verfälscht. Neben diesem, aus den vorliegenden Messdaten nur unzureichend quantifizierbaren, systematischen Fehler gibt es einen weiteren Einfluss auf die Genauigkeit der Eigengeschwindigkeitsmessung. Die Eigengeschwindigkeit wird letztlich auf eine Punktverschiebung zurückgeführt, die auf der Korrelation von zwei Flammenfrontlinien beruht. Die Genauigkeit dieser Bestimmung ist abhängig von der Akkuratheit der Flammenfrontdetektion. Prinzipbedingt ist der Fehler der Flammenfrontdetektion in der Größenordnung des mittleren Abstandes der Partikel in den Streulichtbildern. In den vorliegenden Messungen ist dieser Abstand aufgrund der hohen Partikeldichte durch den mittleren Partikelbilddurchmesser abschätzbar. Dieses Maß entspricht in etwa der Hälfte der detektierten Punktverschiebungen. Um den Fehler in Bezug auf die Eigengeschwindigkeitsmessung zu reduzieren, wird zu deren Berechnung der Zeitschritt zwischen den beiden korrelierten Flammenfrontlinien vergrößert. Trotzdem beträgt der systematische Fehler bis zu 50 % des gemessenen Wertes für die Eigengeschwindigkeit. Im Folgenden wird daher auf eine Analyse der Absolutwerte der Eigengeschwindigkeiten verzichtet. Trotz der genannten Ungenauigkeiten beinhalten die Messungen verwertbare Informationen, bezüglich der lokalen Richtung der Eigengeschwindigkeit, weshalb die Vektoren zur Charakterisierung der Propagationssequenzen mit herangezogen werden.

Laminare Flammengeschwindigkeit des Gemischs Für den verwendeten Brennstoff wird die laminare Flammengeschwindigkeit s_l in Abhängigkeit des Mischungsbruches anhand einer *Flamelet-Simulation* bestimmt. Die Simulation wird mittels Chem1D 3.0⁵, einem Programm für die Simulation eindimensionaler Reaktionen mit detaillierten oder reduzierten Reaktionsmechanismen, durchgeführt. Der Einfluss des Aceton-Anteils im Brennstoff auf die Verbrennung wird durch das Reaktionsmodell von Pichon et. al. [93] abgebildet. Zur Berechnung werden eindimensionale, laminare, vorgemischte Flamelets in freier Flammenpropagation angenommen. Nach diesen Annahmen kann die Vormischflamme durch eine einzige Fortschrittsvariable und ein einziges Flamelet beschrieben werden.

⁵Entwickelt von Bart Somers [118].

Um dem weiten Bereich möglicher Mischungskompositionen im Experiment Rechnung zu tragen, wurden Flamelets für den gesamten Bereich innerhalb der Brenngrenzen $\xi_{BG\downarrow}$ (brennstoffarme Brenngrenze) und $\xi_{BG\uparrow}$ (brennstoffreiche Brenngrenze) simuliert. Nach Mastorakos [77] sind die Brenngrenzen in partiell vorgemischten Flammen nicht als feste Grenzen, sondern eher als nominale Richtwerte zu verstehen. Das bedeutet, dass die Reaktion auch außerhalb dieser Grenzen (vor allem im brennstoffreichen Gebiet) stattfinden kann, wenn auch bei deutlich verringerter Reaktionsgeschwindigkeit. Nach den Ergebnissen aus der ersten Flamelet-Berechnung (siehe Kapitel 4.4.2.2) wird $\xi_{BG\downarrow} = 0,06$ und $\xi_{BG\uparrow} = 0,28$ angenommen [144]. Die Berechnung der Flamelets für die Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit wird von $\xi = 0,05$ bis $\xi = 0,40$ in Schritten von $\Delta\xi = 0,001$ durchgeführt.

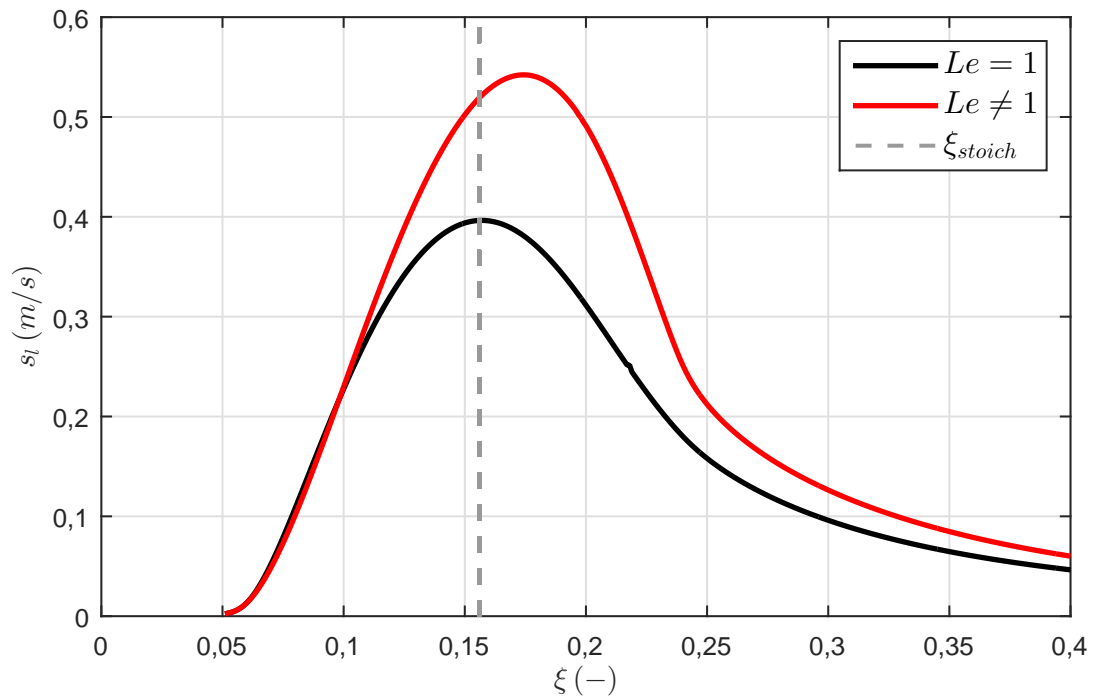


Abbildung 5.6: Berechnete laminare Flammengeschwindigkeiten s_l und stöchiometrischer Mischungsbruch $\xi_{stoich} = 0,16$.

Abbildung 5.6 zeigt den Verlauf von s_l in Abhängigkeit des Mischungsbruches. Dargestellt sind zwei Rechnungen, wobei einmal die Effekte von unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten bzw. differentieller Diffusion berücksichtigt ($Le \neq 1$) und einmal vernachlässigt ($Le = 1$) werden. Die Berechnung unter Berücksichtigung von Lewis-Zahl-Effekten basiert auf über die Mischung gemittelten Diffusionskoeffizienten für die einzelnen Mischungskomponenten.

Der Lewis-Zahl-Einfluss äußert sich in dieser Darstellung in einer Erhöhung der laminaren Flammengeschwindigkeit und einer Verschiebung des Maximums in den Bereich fetterer Mischung. Für die weitere Interpretation der Daten wird nur noch die $Le \neq 1$ -Kurve berücksichtigt, da aufgrund der relativ geringen Reynolds-Zahl des Freistrahls von einer

starken Auswirkung der differentiellen Diffusion auf die Reaktion ausgegangen werden muss.

5.2.1 Strömungs- und Mischungsfeld an der Flammenspitze

Die Interaktion von Strömung, Mischung und Reaktion bei der Flammenpropagation lässt sich durch Visualisierung der verschiedenen Messgrößen direkt an der Flammenfront besser beschreiben als durch globale Betrachtungen im Labor- oder Brennerkoordinatensystem. Daher werden die Felddaten wie in Kapitel 4.4.3.2 beschrieben in ein flammennormales Koordinatensystem überführt. Anhand dieser Konditionierung wird untersucht, welchen Bedingungen sich die Flammenfront im Verlaufe der Propagation ausgesetzt sieht und wie sie auf die Änderung dieser Bedingungen reagiert.

Abbildung 5.7 zeigt zunächst die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (PDF) des Mischungsbruches vor der Flammenfront. Für die gezeigte Grafik wurden die Mischungsbruchwerte aus allen 51 Propagationssequenzen im Bereich 0,6 bis 1,6 mm vor der Flammenfront extrahiert. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion ist für Mischungen mit $\xi > 0,35$ vernachlässigbar klein. Aus den Daten geht hervor, dass die Flamme, statistisch gesehen, überwiegend in unterstöchiometrischen Mischungen propagiert. Vor der Flamme ist praktisch keine Mischung oberhalb der nominellen fetten Brenngrenze bei $\xi_{BG\uparrow} = 0,28$ vorzufinden. Da hier die Mischung vor der gesamten Flammenfrontlinie gezeigt ist, erklärt sich auch, dass die PDF des Mischungsbruchs bei $\xi = 0$ immer noch einen Wert hat. Hierbei handelt es sich um den Rand des Heißgasgebietes, welches der Flammenspitze folgt, aber selbst nicht Teil der Reaktionszone ist. Deutlich ist jedoch der steile Abfall der PDF ab der nominell mageren Brenngrenze bei $\xi_{BG\downarrow} = 0,06$. Dies verdeutlicht dass die Auswertung der Mischungsbruchdaten in der Nähe der Flamme plausible Ergebnisse ergibt.

In Abbildung 5.8 sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Strömungsgeschwindigkeitskomponenten vor der Flammenfrontlinie gezeigt. Der Datenextraktionsbereich gleicht dem der PDF des Mischungsbruchs. Zunächst wird deutlich, dass die PDF der axialen und der aus der Messebene heraustretenden Geschwindigkeiten u_x und u_z symmetrisch um die Achse $u_i = 0$ verteilt sind. Gegenüber der mittleren Axialgeschwindigkeit \bar{u}_x aus Abbildung 5.1 ist die Axialgeschwindigkeit vor der Flamme deutlich verringert. Für u_x bestätigt diese Erkenntnis das Bild von der gegen die Strömungsrichtung propagierenden Flamme als Strömungshindernis, vor dem sich ein Staupunkt der Strömung einstellt. Die Verschiebung der PDF von u_y zu dieser Lage ist durch die exzentrische Lage der Messposition zu erklären. Durch die Aufweitung des Freistrahls mit zunehmendem Abstand von der Brennerachse ergibt sich ein u_y -Beitrag. Im vorliegenden Fall ist die Messposition in negativer Koordinatenrichtung zur Brennerachse verschoben. Die Strömungsaufweitung wirkt in negativer Koordinatenrichtung. Dies verschiebt die PDF von u_y in Richtung negativer Geschwindigkeiten.

Entscheidend für die Klassifikation der Propagationsereignisse ist, dass die Wahrscheinlichkeit von hohen, aus der Messebene heraustretenden Geschwindigkeitsanteilen vor der Flammenfront sehr gering ist. Hohe u_z -Komponenten sind ein Indiz dafür, dass das beob-

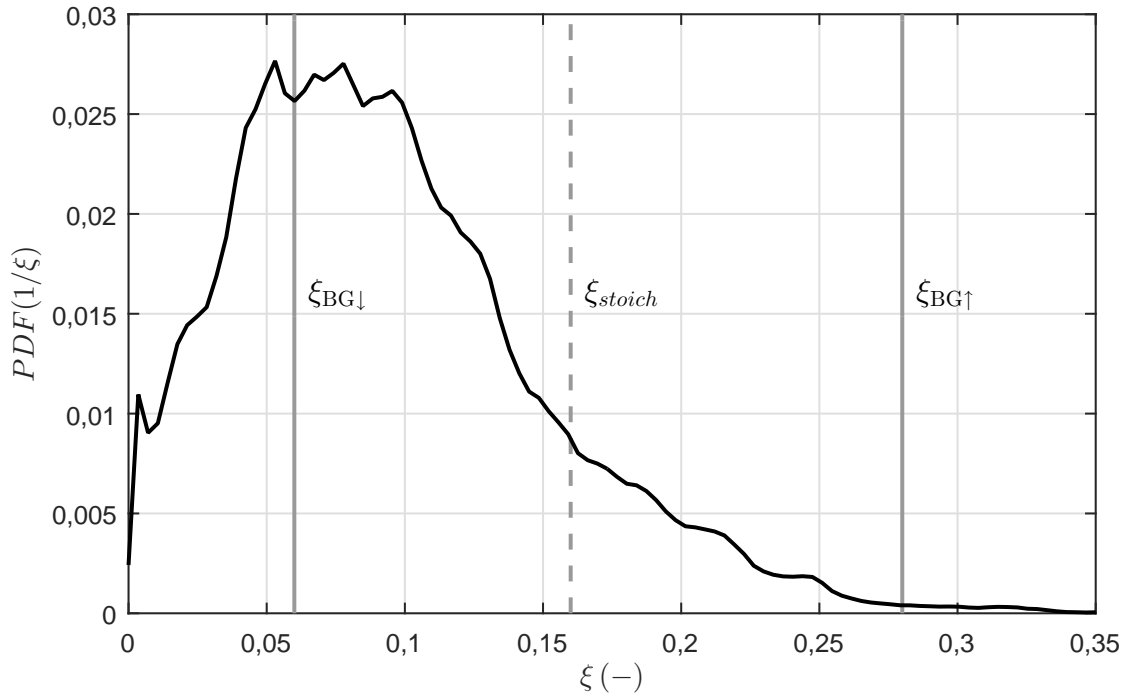


Abbildung 5.7: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Mischung vor der Flamme. Gezeigt ist der Mischungsbruch, extrahiert aus einem Bereich von 0,6 bis 1,6 mm vor den Flammenfrontlinien aller 51 Propagationssequenzen.

achtete Phänomen nicht in der betrachteten Messebene, sondern verschoben dazu stattfindet (siehe auch Boxx et. al. [19]). In den hier vorliegenden Daten ist die PDF von u_z für $|u_z| > 0,5$ sehr klein, höhere Strömungsgeschwindigkeiten spielen also nur in wenigen Fällen eine nennenswerte Rolle.

Die erste statistische Betrachtung der Messgrößen vor der Flammenfront zeigt wie erläutert sowohl für die Mischungsfeldaten als auch für die Strömungsgeschwindigkeiten durchweg erklärbare Ergebnisse. Um die Ergebnisse richtig einordnen und interpretieren zu können, werden im Anschluss einzelne Propagationssequenzen begutachtet, in denen die Interaktion zwischen Strömung, Mischung und Reaktion noch deutlicher sichtbar wird.

5.2.2 Einzelsequenzanalyse

Im Folgenden werden beispielhaft verschiedene Propagationssequenzen auf Basis von Mischungsfeld, Strömungsfeld, Flammenfrontlinien und Flammenfrontlinieneigen-geschwindigkeiten beschrieben. Als Maß für Bereiche, in denen die Strömung verzögert wird, sind Strukturen der kompressiblen Streckungsrate Teil der Diskussion. Dargestellt ist jeweils in der linken Bildspalte der Verlauf des Mischungsfeldes über der Zeit, wobei die Farbdarstellung so codiert ist, dass Bereiche, in welchen der Mischungsbruch außerhalb der Brenngrenzen liegt, schwarz dargestellt sind. Ebenfalls schwarz dargestellt sind hier Bereiche, die dem Heißgas zuzuordnen sind, da hier, wie in Kapitel 4.4.2 erläutert,

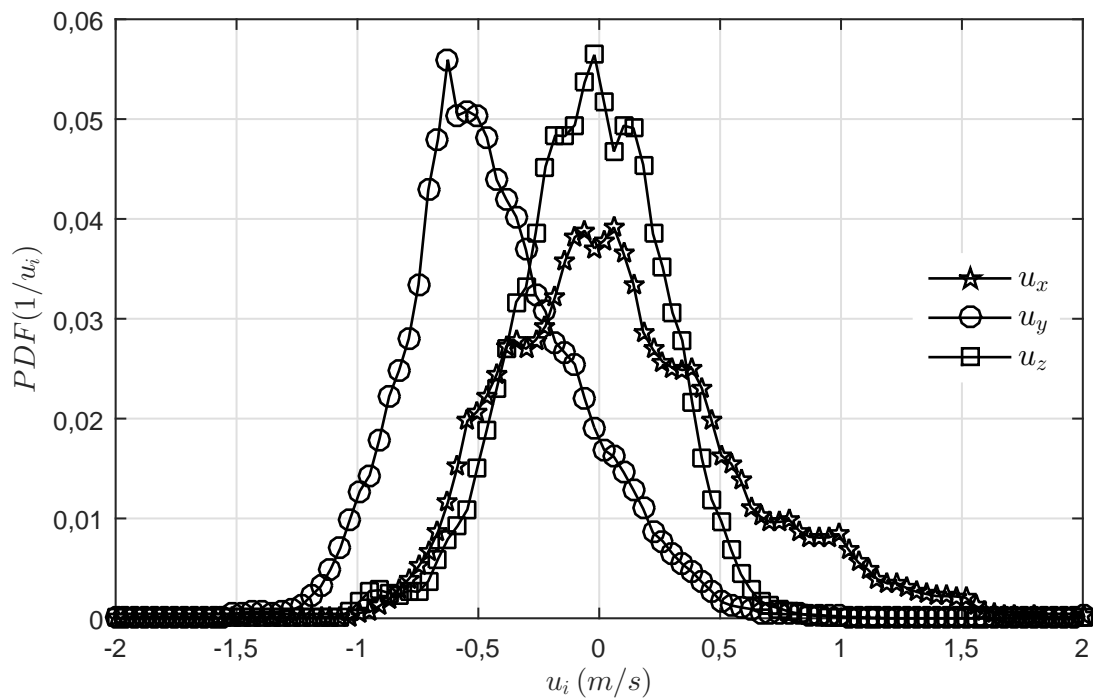


Abbildung 5.8: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Strömungsgeschwindigkeiten (im Laborkoordinatensystem) vor der Flamme. Die gezeigten Daten sind aus einem Bereich von 0,6 bis 1,6 mm vor den Flammenfrontlinien aller 51 Propagationssequenzen extrahiert.

keine verlässliche Messung der Aceton-Fluoreszenz mehr möglich ist und somit keine Mischungsbruchinformationen extrahiert werden können. In der rechten Bildspalte ist jeweils das Strömungsfeld gezeigt.

Einzelsequenz A Abbildung 5.9 zeigt in der linken Spalte das Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront, Isolinien der kompressiblen Streckungsrate von $\sigma_{2D,min} = -450 \text{ 1/s}$ bis $\sigma_{2D,min} = -300 \text{ 1/s}$ und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinien. In der rechten Spalte ist das Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten dargestellt. Farblich hinterlegt ist der u_z -Geschwindigkeitsanteil. Die Messergebnisse sind je Zeile simultan aufgenommen. Gezeigt sind vier Messungen einer Sequenz, wobei hier lediglich jedes vierte Messergebnis gezeigt ist. Dies entspricht einem Zeitversatz von $\Delta t = 0,4 \text{ ms}$ zwischen den gezeigten Messungen. Beginnend mit Zeitschritt $t = t_0$ ist zu erkennen, dass die Flammenfront von links oben in das Messfenster eingetreten ist. Das Mischungsfeld stromauf der Flammenfrontlinie ist durch schichtartige Strukturen gekennzeichnet. Zunächst liegt direkt vor der Flammenfront ein Bereich leicht unterstöchiometrischer Mischung vor, gekennzeichnet mit der Ziffer ①. Diesem Gebiet schließt sich eine sehr magere Frischgasschicht ② an, welche das Bild auf der gesamten Breite von rechts nach links durchzieht. Nach dieser sehr mageren Schicht befindet sich im rechten unteren Bildteil ein großes Feld stöchiometrischer bis leicht brennstoffreicher Mischung ③. Ein Blick auf die Strömungsgeschwindigkeiten in der rechten Spalte der ersten Zeile zeigt ein nahezu homogenes u_z -Feld, welches durchweg leicht im Negativen bei etwa $u_z \approx -0,3 \text{ m/s}$ liegt. Die in der Messebene liegenden Geschwindigkeitskomponenten zeigen eine rechtsdrehende Struktur, deren Zentrum etwa $1,5 \text{ mm}$ vor der Flammenfrontlinie liegt ④. Im rechten unteren Bildteil zeigt sich deutlich die nach links oben gerichtete Hauptströmung ⑤ des Freistrahls, und auch eine Umkehr der u_z -Geschwindigkeit. Anhand der aus dem Strömungsfeld berechneten Isolinien der kompressiblen Streckungsrate lassen sich zwei Strukturen identifizieren. Zum einen ist dies ein Bereich am rechten Bildrand. Hier lässt sich die Strömungsverzögerung durch das Auftreffen der Kernströmung auf die langsame Frischgasschicht ⑥ erklären. Der zweite Bereich ⑦ ist sehr deutlich an der Flammenfrontlinie orientiert, liegt parallel vor dieser im Frischgas und erstreckt sich fast über die gesamte Länge der Linie. Die konzentrischen Isolinien lassen auf ein Maximum der kompressiblen Streckungsrate schließen, welches im Bereich des Zentrums der Rotationsstruktur ④ in der Strömung, etwa $1,5 \text{ mm}$ ($0,25 d_{jet}$) vor der Flammenfrontlinie liegt. Die Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie weisen von der Flammenfront auf die Struktur ⑦ der kompressiblen Streckungsrate.

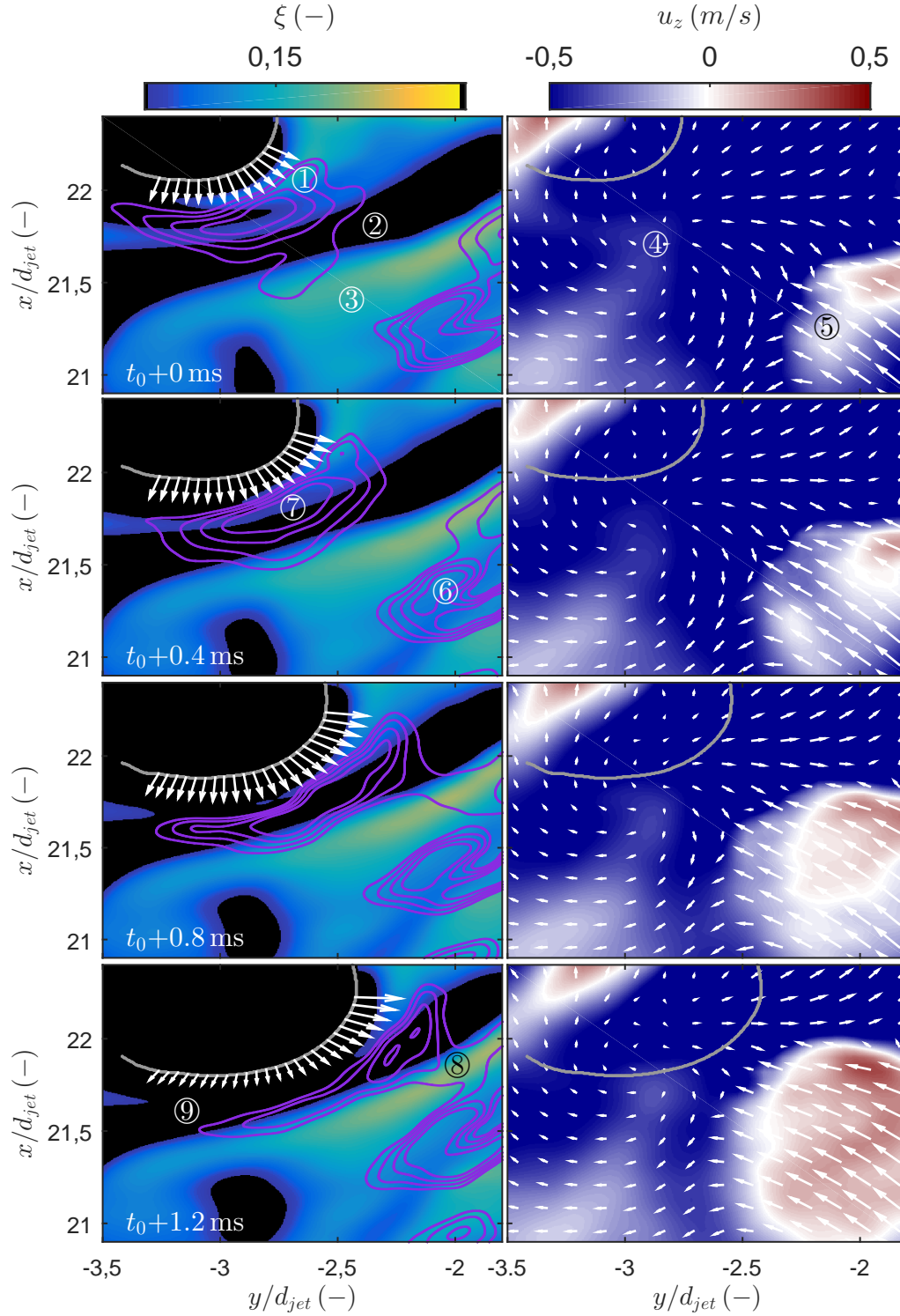


Abbildung 5.9: Einzelsequenz A1. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinien der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

In den folgenden Zeitschritten bewegt sich die Flammenfrontlinie weiter nach rechts unten in das Messfeld hinein. Dabei wird die angesprochene erste, der Flammenfront nahe, Schicht nahezu stöchiometrischer Mischung sukzessive aufgebraucht. Die Struktur der kompressiblen Streckungsrate bewegt sich mit der Flammenfrontlinie mit, wobei ihre Form erhalten bleibt. Die Vektoren der Flammeneigengeschwindigkeit weisen weiter in Richtung der Struktur. Zum Ende der Sequenz, wenn die Flamme die magere Mischungsschicht erreicht hat, verschmelzen die beiden zunächst separierten Streckungsstrukturen ⑧. Darüber hinaus verlangsamt sich die Flammenfront ⑨, erkennbar durch die schrumpfenden Vektoren der Eigengeschwindigkeit, deutlich. In den nachfolgenden, hier der Übersichtlichkeit halber nicht mehr dargestellten Zeitschritten kommt die Propagation der Flamme zum Erliegen, und die Flammenfrontlinie wird durch die Strömung wieder nach links oben getragen. Dieser Prozess korreliert mit dem Verschwinden der Struktur der kompressiblen Streckungsrate vor der Flamme. Es ist davon auszugehen, dass die Reaktion deutlich verlangsamt wird oder komplett zum Erliegen kommt, weil das Gemisch der Schicht vor der Flamme zu mager ist. Auf Grund des verschwindens der Struktur der kompressiblen Streckungsrate kann hier mit hoher Wahrscheinlichkeit von lokalem Verlöschen der Flamme ausgegangen werden.

Etwa 6 ms nachdem die Flammenpropagation in der Sequenz A1 in Abbildung 5.9 zum Erliegen gekommen ist, hat sich das Mischungsfeld vor der Flamme durch Konvektion und Diffusion so geändert, dass wieder brennstoffreicheres Gemisch vor der Flammenfront vorhanden ist. Abbildung 5.10 zeigt die Fortsetzung dieser Sequenz, hier als A2 bezeichnet. In der ersten Zeile sind drei einzelne Strukturen der kompressiblen Streckungsrate zu erkennen. Am rechten Bildrand findet sich erneut eine Struktur ⑩, die der Interaktion der Hauptströmung mit eingemischten Frischluftschichten zuzuordnen ist. In der Bildmitte ist eine vertikale Struktur ⑪ zu erkennen. Diese Struktur ist ein Rest der aus der Kernströmung herausgewanderten Struktur ⑧, welche am Ende von Sequenz A1 am rechten Bildrand zu sehen ist. Direkt unterhalb der Flammenfrontlinie liegt eine horizontale Struktur ⑫, die noch schwach ausgeprägt ist. Dieser Zeitschritt ist der Beginn einer neuen Propagationssequenz. In der Folge wächst die horizontale ⑫ Struktur immer weiter an, und die Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie richten sich nach der Struktur aus. Die vertikale Struktur fusioniert ⑬ mit der horizontalen Struktur, und die Propagation der Flamme beschleunigt sich wieder, was sich auch in einem deutlichen Anwachsen der Streckungsstruktur äußert.

Das Strömungsfeld zeigt im Verlauf der zweiten Teilsequenz keine Besonderheiten. Die u_z -Geschwindigkeit bewegt sich im Bereich von $\pm 0,5$ m/s, und die ebenen Geschwindigkeitskomponenten zeigen im gesamten Feld nach links oben, also der Flammenfront entgegen. In der Gesamtbetrachtung der Sequenz ergibt sich somit die Beobachtung, dass die Propagation der Flamme offensichtlich stark von der Mischung gesteuert ist.

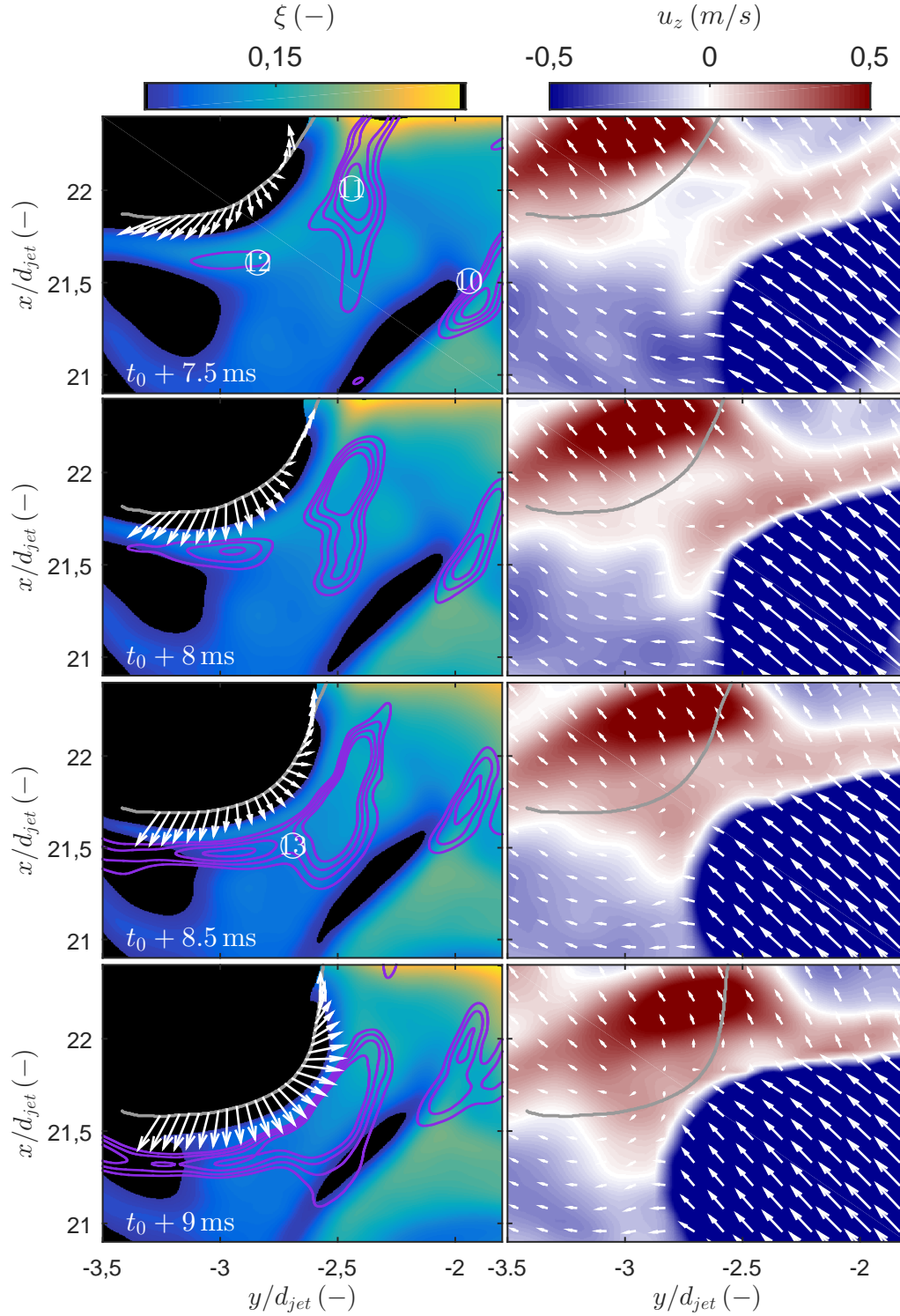


Abbildung 5.10: Einzelsequenz A2. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinen der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

Einzelsequenz B Zu Beginn von Sequenz B, dargestellt in Abbildung 5.11, ist das Mischungsfeld durch zwei Schichtstrukturen gekennzeichnet. Im oberen Teil des Bildes befindet sich eine Mischungsschicht ①, die im Bereich des stöchiometrischen Mischungsbruches liegt, wobei diese am linken Bildrand etwas brennstoffreicher und in der Mitte etwas brennstoff ärmer ausgeprägt ist. In der rechten unteren Ecke befindet sich ein sehr brennstoffarmer Bereich ②, der zum größten Teil unterhalb der mageren Brenngrenze liegt. Die Flammenfront ist bereits von oben in die brennstoffreichere Mischungsschicht eingedrungen. Parallel zur Flammenfrontlinie befindet sich eine bandförmige Struktur ③ der kompressiblen Streckungsrate. Die Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie zeigen in Richtung des Streckungsbandes. Bei der Betrachtung des Strömungsfeldes fällt auf, dass eine zirkulare Struktur das ebene Feld dominiert, deren Zentrum ④ ca. 1,5 mm zentral vor der Flammenfrontlinie liegt. Die u_z -Komponente segmentiert das Bild in einen Bereich aus der Bildebene heraustretender Strömung (linke Bildhälfte, ⑤) und einen Bereich, in dem die Strömung in die Bildebene fließt (rechte Bildhälfte, ⑥), wobei der Betrag der u_z -Geschwindigkeit in beiden Hälften etwa 0,5 m/s beträgt. In den folgenden Zeitschritten bewegt sich die Flammenfrontlinie weiter in das Mischungsfeld hinein. Die Bandstruktur der kompressiblen Streckungsrate wird schwächer und zerfällt schließlich. Interessanterweise zerfällt die Struktur auf der linken Seite des Bildes, wo weiterhin näherungsweise stöchiometrisches Gemisch vor der Flammenfront liegt, schneller als auf der rechten Seite, wo nach 2,5 ms die brennstoffreichere Mischungsschicht praktisch komplett verbraucht ist. Dies äußert sich auch in der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie, welche auf der rechten Bildseite größer als auf der linken ist. In den nachfolgenden, hier nicht gezeigten Zeitschritten ist jedoch anhand der Vektoren der Eigengeschwindigkeit zu erkennen, dass die Reaktion im mageren rechten Bereich der Flammenfront stark verzögert wird, während sie auf der linken Seite unvermindert voranschreitet. Hieraus lässt sich ableiten, dass das betragsmäßige abnehmen der kompressiblen Streckungsrate mit der chemischen Aktivität korreliert. Das Strömungsfeld ändert sich kaum. Es ist lediglich ein leichter Drift der zirkularen Strömungsstruktur nach linksoben zu beobachten.

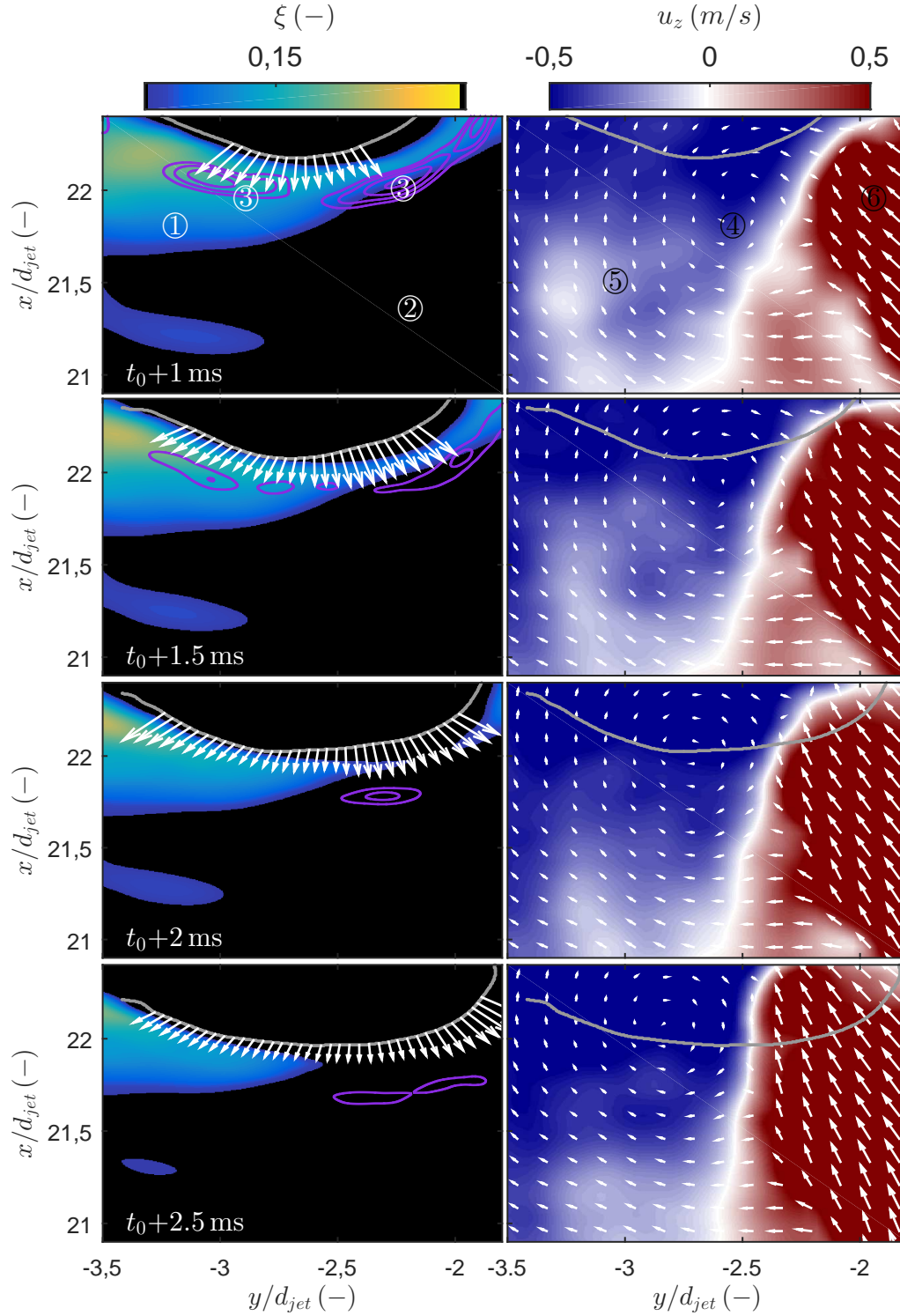


Abbildung 5.11: Einzelsequenz B. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinen der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

Einzelsequenz C Sequenz C (Abbildung 5.12) zeigt zu Beginn ein Mischungsfeld, in dem zwei Mischungsschichten liegen, die sich in etwa an der Bilddiagonale von links unten nach rechts oben treffen. Die erste Schicht ①, in die sich die Flammenfrontlinie zum Zeitpunkt $t = t_0 + 1 \text{ ms}$ hineinbewegt, liegt in der linken oberen Hälfte, die Mischung ist hier leicht unterstöchiometrisch (mager). In der rechten unteren Hälfte liegt ein etwas brennstoffreicherer Bereich ②, der ganz rechts oben oberhalb der brennstoffreichen Brenngrenze liegt. Im Übergangsbereich zwischen den beiden Schichten liegt eine bogenförmige, stark ausgeprägte Struktur ③ der kompressiblen Streckungsrate.

Das ebene Strömungsfeld weist nahezu uniform von rechts unten nach links oben. Die u_z -Komponente der Geschwindigkeit zeigt eine fingerartige Struktur ④ relativ hoher ($> 0,5 \text{ m/s}$) positiver Strömungsgeschwindigkeit, welche vom rechten Bildrand ausgeht. Im Verlauf der Sequenz bewegt sich die Flammenfront nach rechts unten in Richtung der Streckungsstruktur ③, wodurch diese gestaucht wird und schließlich in zwei separate Strukturen zerfällt ⑤. Dabei ist im Vergleich zu den vorherigen Sequenzen erkennbar, dass die Streckungsstruktur nicht mit der Flammenfront, sondern mit dem Mischungsgradienten assoziiert ist, was jedoch nicht zwingendermaßen bedeuten muss, dass diese unabhängig voneinander sind. Flammenfront und die fingerartige u_z -Struktur ④ bewegen sich aufeinander zu und überlappen schließlich.

Die hohe Geschwindigkeit des u_z -Feldes ist ein Hinweis darauf, dass in diesem Fall die Flammenpropagation nicht zwingend in der Messebene stattfindet. Da die ebenen Strömungskomponenten in diesem Fall jedoch keine besondere Abweichung von den Beobachtungen im isothermen Freistrahler aufweisen, kann hierüber keine finale Aussage gemacht werden. In dieser Sequenz ist weiterhin deutlich erkennbar, wie die Propagation bei Erreichen der brennstoffreichen Mischungsschicht deutlich verzögert wird und ihre Richtung ändert, da die Flamme entlang des Gradienten nach unten „abgeleitet“.

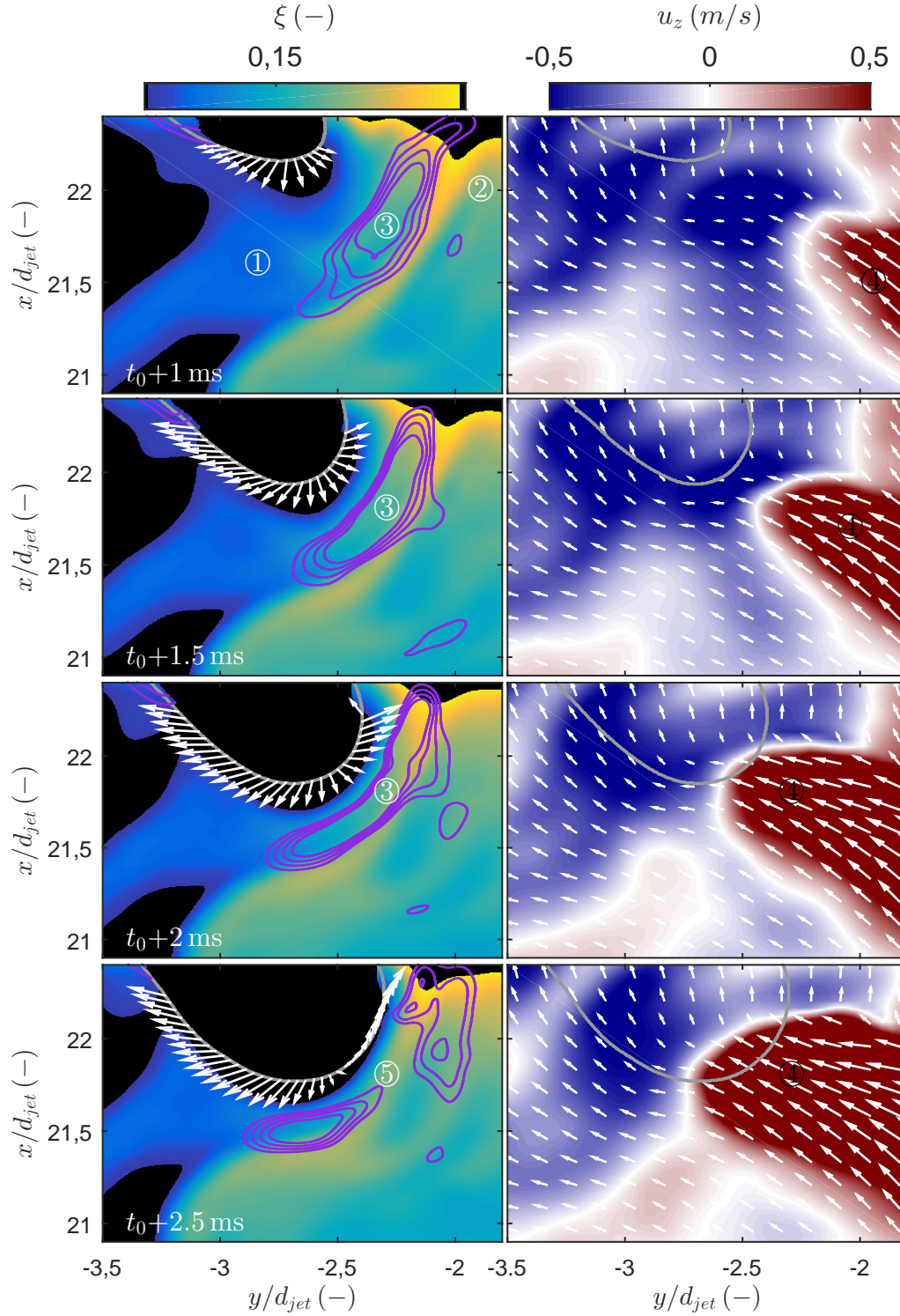


Abbildung 5.12: Einzelsequenz C. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinen der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

Einzelsequenz D Im ersten Zeitschritt von Einzelsequenz D (Abbildung 5.13) fällt zunächst das Mischungsfeld auf. Es besteht im Prinzip aus einer Fläche stöchiometrischer bis leicht brennstoffreicher Mischung, welche von einer sehr brennstoffarmen diagonalen Schicht ① eingemischter Umgebungsluft durchzogen ist. Von dieser diagonalen Schicht, welche von links unten nach rechts oben verläuft, verlaufen nahezu orthogonal zwei Verzweigungen ② und ③, die das brennstoffreiche Mischungsgebiet lokal leicht abmagern. Die Struktur ② verläuft in etwa von der Bildmitte aus nach links oben in Richtung der Flammenfrontlinie. Die Flammenfrontlinie selbst ist bereits auf der gesamten Breite in das Messfenster eingetreten. Sie ist insgesamt eben ausgeformt, auf der linken Bildhälfte befindet sich eine nach unten gewölbte Struktur ④. Im Bereich der Auswölbung weisen die Vektoren der Eigengeschwindigkeit annähernd flammenfrontliniennormal in die unverbrannte Mischung hinein. Im ebenen Bereich der Flammenfrontlinie weisen die Vektoren in den Bereich des verbrannten Abgases, was auf eine Rezession der Flammenfrontlinie aufgrund lokalen Verlöschens hindeutet. Am unteren Bildrand, etwa mittig, befindet sich eine Struktur ⑤ der kompressiblen Streckungsrate. Die Struktur ⑤ scheint mit dem Gradienten der Mischung zusammenzuhängen, denn sie liegt genau unterhalb der diagonal eingemischten Frischluftschicht ①.

Das Strömungsfeld ist zu Beginn der Sequenz durch die axial gerichtete Kernströmung am rechten Bildrand geprägt. Die ebenen Strömungsvektoren kippen, je weiter ihr Abstand von der Mittelachse ist, in die negative y-Richtung ab, ebenso nimmt die Strömungsgeschwindigkeit mit dem Abstand von der Freistrahlmittelachse ab. Die u_z -Komponente ist mit Ausnahme des Bereichs am rechten Bildrand moderat, $|u_z| < 0,5 \text{ m/s}$.

Im Verlauf der Propagationssequenz propagiert die Flamme offensichtlich nur in dem Bereich ④, in dem die Flammenfrontlinie bereits im ersten Zeitschritt nach unten gewölbt ist. Für den ebenen Flammenfrontlinienbereich am oberen Bildrand bestätigt sich der Eindruck der Stagnation bzw. Rezession, die Flammenfront bewegt sich hier nahezu nicht relativ zum Brennerkoordinatensystem. Der ausgewölbte Bereich ④ hingegen propagiert in Richtung der Struktur ⑤ der kompressiblen Streckungsrate, wobei er dem Verlauf der erwähnten Verzweigung ② der eingemischten Frischluft, also einer mageren Zone, folgt. Das Strömungsfeld ändert seine Gestalt im Laufe der Sequenz kaum, lediglich der durch die Kernströmung geprägte Bereich hoher u_x -Geschwindigkeit wächst leicht an.

In dieser Sequenz ist besonders bemerkenswert, dass die Flamme in der Bildmitte offensichtlich nicht in den leicht überstöchiometrischen Bereich ⑥ eindringen kann. Während die Flammenspitze in direkter Nachbarschaft in Richtung der Streckungsstruktur propagiert, umschließt die Flammenfrontlinie den Bereich ⑥ in der Bildmitte förmlich. Die Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flamme zeigen durchweg in das verbrannte Heißgas. Da in diesem Fall die u_z -Geschwindigkeit moderat bleibt, gibt es kein direktes Anzeichen für einen Einfluss der Konvektion aus der Messebene heraus oder in diese hinein.

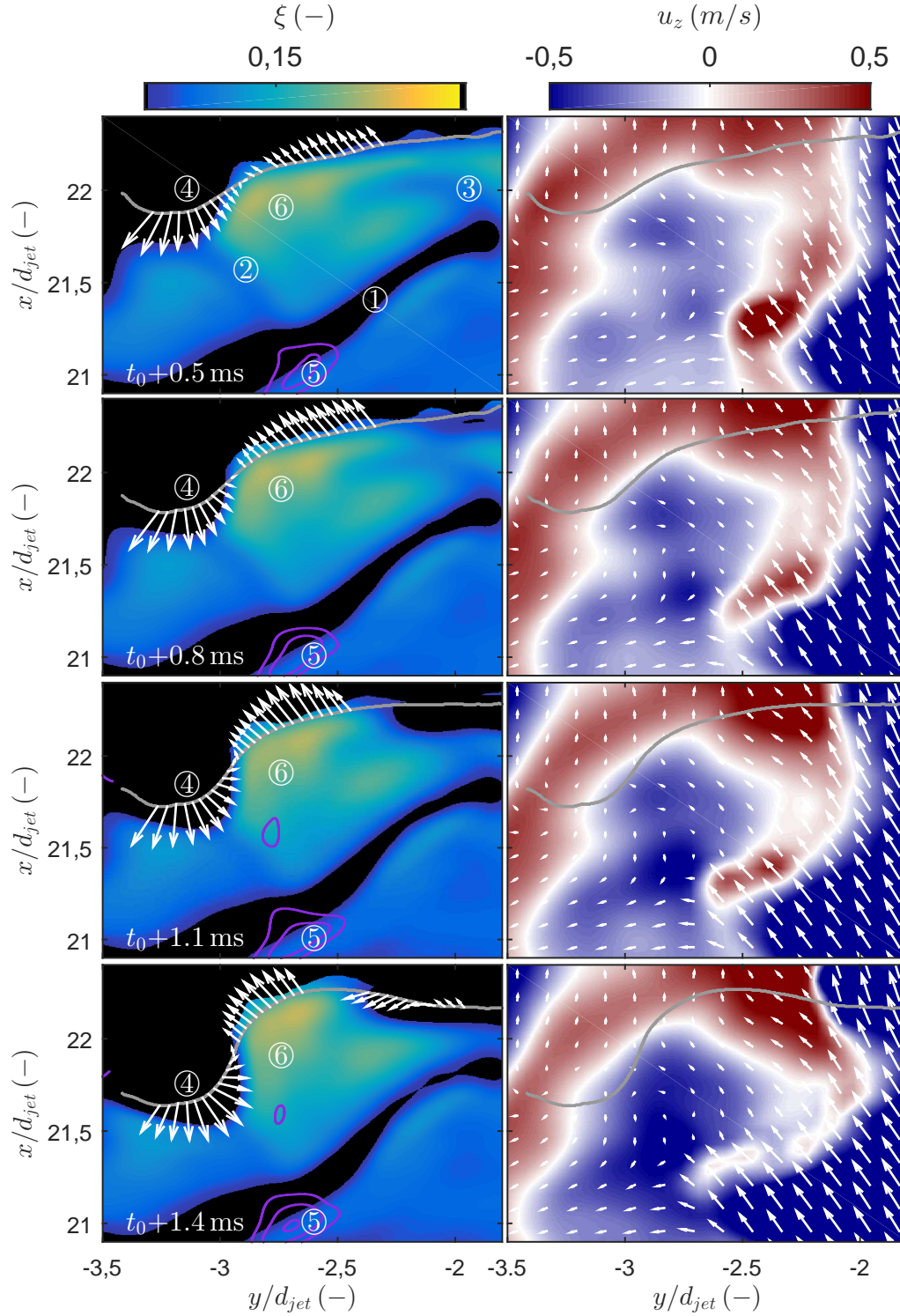


Abbildung 5.13: Einzelsequenz D. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinien der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

Einzelsequenz E Zu Beginn von Einzelsequenz E, welche in Abbildung 5.14 gezeigt ist, lässt sich das Mischungsfeld in drei sehr unterschiedliche Zonen einteilen. In der linken unteren Ecke befindet sich ein Gebiet ① sehr brennstoffarmer Mischung, welches sich als dünnes Band bis in die rechte obere Ecke fortsetzt. Darüber liegt in der gesamten Messfensterbreite ein Bereich ② näherungsweise homogen stöchiometrischer Mischung, in welche die Flammenfront bereits von oben hineinpropagiert ist. Am rechten Bildrand ist ein zusammenhängendes brennstoffreiches Gebiet ③ zu erkennen, das teilweise brennstoffreicher als die obere Brenngrenze ist, sich bis in die Mitte des Messfensters fortsetzt und sowohl in Richtung der Bildmitte als auch in negativer axialer Richtung magerer wird. Die Flammenfront erstreckt sich bereits über nahezu die gesamte Bildbreite, vor der Linie befindet sich eine große Struktur der kompressiblen Streckungsrate, welche nahezu deckungsgleich mit der Mischungszone ② ist. Eine weitere sehr große Streckungsstruktur ④, die mit dem brennstoffreichen Gebiet assoziiert ist, ist in der rechten Bildhälfte bereits mit der Struktur vor der Flammenfront verschmolzen. Gemeinsam überdecken die beiden Strukturen fast den gesamten Bereich unverbrannten Gases. Lediglich in der sehr mageren linken unteren Bildecke ist keine Strömungsverzögerung dieser Art zu erkennen. Das Strömungsfeld ist am rechten Bildrand von der axial gerichteten Kernströmung geprägt, welche leicht in Richtung der Flammenfront abknickt. Im unverbrannten Gas unterhalb der Flammenfront sind die Strömungsvektoren tangential zur Flammenfront ausgerichtet, eine Umströmung der Flamme als Strömungshindernis ist erkennbar. Die u_z -Komponente der Geschwindigkeit ist im Bereich der Kernströmung stark negativ ausgeprägt, in der linken Bildhälfte positiv.

Im Verlauf der Sequenz propagiert die Flamme zunächst weiter in den Bereich ② näherungsweise stöchiometrischen Gemisches. Dabei wird dieser verbraucht. In der rechten Bildhälfte ist zu erkennen, dass das schmale Band sehr magerer Mischung ①, welches zwischen dem sehr brennstoffreichen Bereich ③ und dem homogenen Bereich ② vor der Flammenfront liegt, zunehmend gestaucht wird. Gleichzeitig nimmt die Eigengeschwindigkeit ab. In der Folge dringt die Flammenfrontlinie hier nicht weiter in das Frischgasgebiet ein, die Vektoren der Eigengeschwindigkeit kehren sich um und die Flamme stagniert bzw. rezessiert. Da die Verzögerung der Flammenfront schon beginnt, als noch ein relativ deutliches Polster brennbaren Gemisches vor ihr liegt, ist anzunehmen, dass dies mit dem starken Mischungsgradienten (sehr mager im schmalen Einmischungsband, sehr fett in dem Gebiet direkt darunter) vor der Flammenfront zusammenhängt. In der linken Bildhälfte schiebt die Flamme die Schicht homogenerer Mischung scheinbar vor sich stromauf, die Propagation wird hier unvermindert fortgesetzt. Auch hier ist, vergleichbar zu Einzelsequenz C, ein „Ableiten“ der Flamme an der Mischungsschicht beobachtbar.

Das Strömungsfeld ändert sich im Verlauf der Sequenz, vergleichbar zu den Sequenzen A-D, kaum.

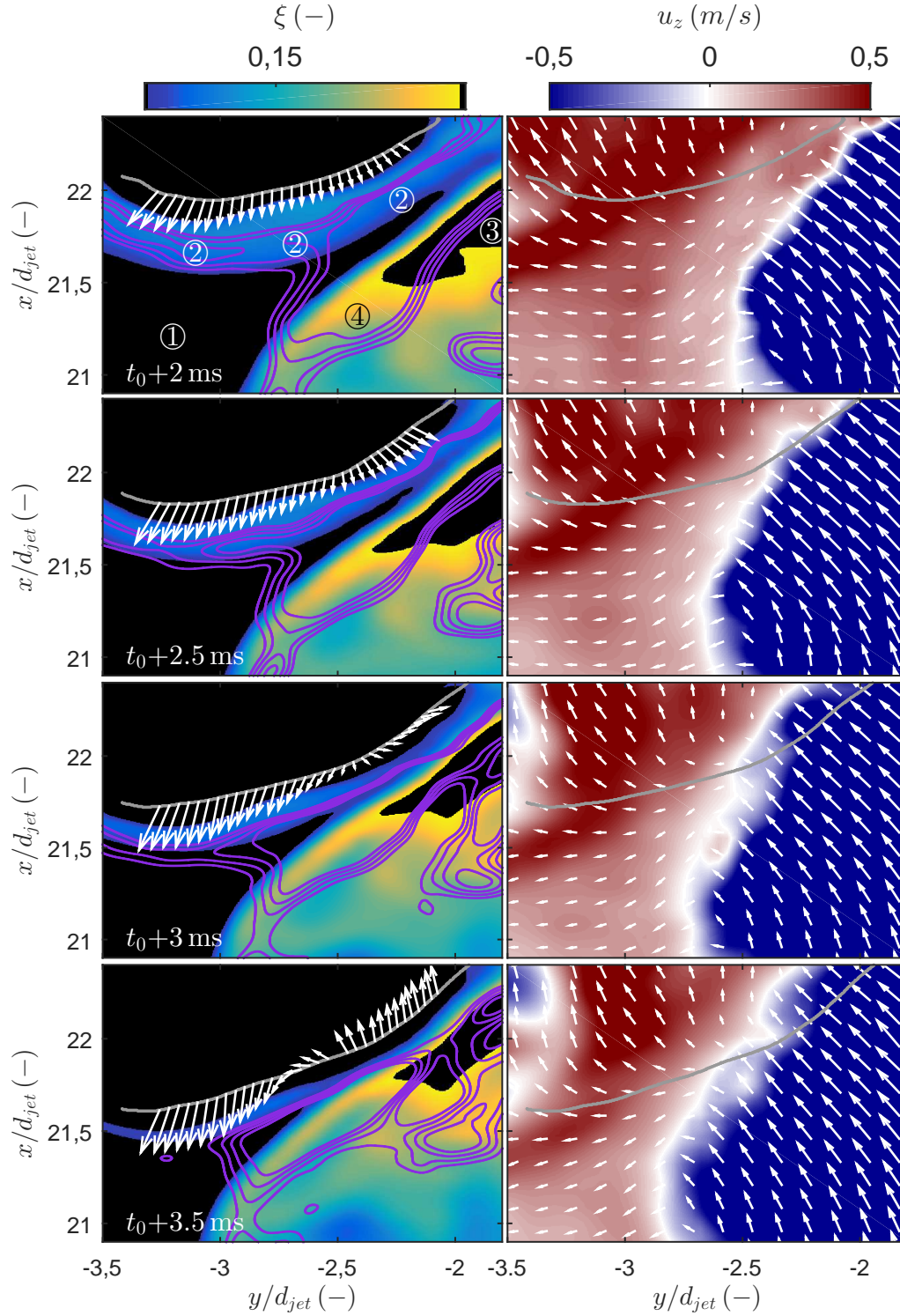


Abbildung 5.14: Einzelsequenz E. Dargestellt sind Mischungsfeld, überlagert mit Flammenfront (graue Linie), Isolinen der kompressiblen Streckungsrate (violette Linien) und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flammenfrontlinie (linke Spalte), sowie Strömungsfeld mit Vektoren der (u_x, u_y) -Komponenten und, farblich hinterlegt, dem u_z -Geschwindigkeitsanteil.

Vergleich der Einzelsequenzen Betrachtet man die hier in den Abbildungen 5.9 bis 5.14 beispielhaft gezeigten Einzelsequenzen, so fällt auf, dass einerseits Gemeinsamkeiten, aber auch sehr große Unterschiede zwischen diesen bestehen. Das Strömungsfeld verhält sich in allen Sequenzen ähnlich. Es ist geprägt von der aufwärts gerichteten Kernströmung am rechten Bildrand und der Umströmung des Hindernisses, welches die Flammenfront darstellt. Die ebenen Strömungsvektoren zeigen an, dass sich die Strömung aufteilt in einen Kernbereich, der weiterhin der Axialrichtung folgt, und einen Bereich, der in die radiale Richtung abgelenkt wird, um die Flammenfront zu umfließen. Dieses Verhalten äußert sich in den Einzelsequenzen A1, A2, B und D in der Ausbildung eines Staupunktes vor der Flamme, in dem die Strömung praktisch ruht.

Die Betrachtung des Mischungsfeldes offenbart gravierende Unterschiede. Hier wird der schichtartige Aufbau stratifizierter Mischung besonders deutlich. Es finden sich Sequenzen, in denen die Flamme in nahezu homogene Gebiete propagiert. Diese können sowohl sehr brennstoffarm als auch sehr brennstoffreich sein. Außerdem gibt es Fälle, in denen die Mischung vor der Flamme auf kleinstem Raum sehr unterschiedliche Zustände aufweist. Die Mischungsgradienten können demnach sehr hohe, aber auch sehr geringe Werte annehmen.

Die Flammenfrontlinien selbst weisen sehr unterschiedliche Formen auf. Teilweise propagiert die Flamme als klar abgegrenzte Struktur, die etwa fingerförmig ausgeprägt ist (Sequenzen C und D). In anderen Fällen ist die Flammenfront kaum gekrümmt und nahezu eben, die ganze Messfensterbreite ausfüllend (Sequenzen B und E). Die Sequenzen A1 und A2 stellen hier eine Mischung dieser beiden „Extremfälle“ dar. Die Unterschiede in der Form der Flammenfront können mit unterschiedlichen Ausprägungsformen von Tripel- bzw. Edge-Flammen (Kapitel 2.3.3) zusammenhängen. Durch den ebenen Schnitt des Messfensters in der dreidimensionalen Flamme können dabei sowohl die fingerförmigen tatsächlichen Spitzen der Flamme als auch die ebenen brennstoffreichen bzw. -armen Flammenarme als „führende“ Flammenspitzen erscheinen. Indiz hierfür sind die teilweise auf der gesamten Messfensterbreite ausgeprägten Strukturen der kompressiblen Streckungsrate bei unterschiedlichen Mischungszusammensetzungen. Eine belastbare Aussage hierzu lässt sich jedoch aus den Daten nicht ableiten, da die Linienform der Heißgasgrenze und die Verteilung der Streckungsrate auch durch die Expansion der Verbrennungsgase hinter der Flammenspitze und nicht durch die Reaktion an den mageren und fetten Flammenflanken verursacht werden kann.

In allen Sequenzen ist ein Bezug zwischen der Lage der Strukturen der kompressiblen Streckungsrate und der Richtung der Vektoren der Flammeneigengeschwindigkeit feststellbar. Trotz der Unsicherheiten, die mit der Bestimmung dieser Vektoren zusammenhängen, allen voran der unbekannten dreidimensionalen Struktur der Flammenfront, weisen die Vektoren bei propagierender Flamme in Richtung der Zonen, in denen die Strömung verzögert wird. Dies zeigt, dass die kompressible Streckungsrate als Maß für chemische Reaktion herangezogen werden kann. Der Bezug von kompressibler Streckungsrate und Flammenpropagation ist jedoch, wie in Sequenz E gezeigt, nicht immer eindeutig. Neben der Strömungsverzögerung, welche durch die sich bewegende Flamme als Strömungshindernis induziert wird, existieren auch Gebiete, die durch die Mischung schneller und brennstoffreicher Kernströmungsschichten mit langsamen Umgebungsluftschichten abgebremst werden. In manchen Fällen lassen sich die durch die Propagation entstandenen Struktu-

ren anhand ihrer Nähe und Formähnlichkeit mit der Flammenfront eindeutig zuordnen (Sequenzen A1, A2, B, C und E). In Sequenz D sind die Effekte von Mischung und Propagation auf die Strömungsverzögerung jedoch überlagert. Die Flamme propagiert hier in Richtung einer weiter entfernten Struktur, als in den anderen Sequenzen beobachtet. Die Struktur ist offensichtlich auch mit dem Mischungsgradienten assoziiert. Die kompressible Streckungsrate hängt damit auch vom Mischungsgradienten ab.

Alle Sequenzen zeigen, dass der Einfluss des Mischungsbruches auf die Propagation groß ist. Es zeigt sich, dass die Flamme bei Vorhandensein eines „günstigen“ Gemisches propagiert, bis dieses aufgebraucht ist. Wenn vor der Flamme zu brennstoffreiche oder -arme Gebiete liegen, kommt die Propagation zum Erliegen und die Flammenfront bzw. Heißgasgrenze wird durch Konvektion stromab transportiert. Sobald durch Diffusion und Konvektion wieder „günstiges“ Gemisch vorliegt, beginnt die Propagation von Neuem. Die Flamme brennt demnach lokal wie eine Vormischflamme. Ein Umschalten in einen Diffusionsmodus, bei dem die Reaktion etwa beim Erreichen eines sehr brennstoffreichen Gebietes fortgesetzt wird, ist anhand der Strukturen der kompressiblen Streckungsrate nicht zu erkennen.

Dabei fällt auf, dass der Bereich „günstigen“ Gemisches nicht notwendigerweise mit den nominellen Brenngrenzen zusammenfällt. Sowohl auf der brennstoffreichen als auch auf der brennstoffarmen Seite verlangsamt sich die Reaktion deutlich vor Erreichen der nominalen Brenngrenzen für das vorliegende Gemisch.

Darüber hinaus scheint es weitere Einflüsse auf die lokale Brennbarkeit zu geben, die zunächst unklar bleiben. In Sequenz D, Abbildung 5.13, ist zu erkennen, wie die Flamme durch ein Feld mit nahezu homogener Mischung propagiert. Dabei entzündet sich das nur minimal brennstoffreichere Gebiet in der Bildmitte direkt neben der propagierenden Fingerstruktur nicht, obwohl dieses sehr nah an der stöchiometrischen Mischung und damit weit entfernt von der fetten Brenngrenze liegt.

5.2.3 Analyse des reaktiven Propagationspotenzials

Die Auswertung der Einzelsequenzen zeigt unmissverständlich, dass die Interpretation des Mischungsbrucheinflusses auf die Propagation von grundlegender Bedeutung ist. Auch wenn die Mischung vor der Flammenfront gemittelt über alle 51 Propagationsereignisse deutlich überwiegend innerhalb der nominellen Brenngrenzen liegt, bedeutet dies nicht, dass auch im Einzelfall immer dort Flammenpropagation geschieht, wo die Flamme oder radikalreiches heißes Gemisch auf nominell brennbares Gemisch trifft. Eine genauere Analyse der Ursachen für dieses Verhalten erscheint notwendig. Da die Mischungsverteilung augenscheinlich den größten Einfluss auf die Flammenpropagation hat, wird auf Basis des Mischungsbruches und der laminaren Flammengeschwindigkeit ein *reaktives Propagationspotenzial* eingeführt, welches als Interpretationshilfe für die Interaktion zwischen Mischungsverteilung, Reaktion und Propagation dienen soll. Um das reaktive Propagationspotenzial zu bestimmen, muss jedoch zunächst die laminare Flammengeschwindigkeit des Gemisches anhand einer Simulation bestimmt werden.

Im Anschluss an die Definition des reaktiven Propagationspotenzials werden mit dessen Hilfe beispielhaft drei der in Kapitel 5.2.2 diskutierten Einzelsequenzen auf Einzelbildba-

sis untersucht. Ausgewählt werden hierzu die Sequenzen A, C und D. Diese sind aufgrund des sehr unterschiedlichen Propagationsverhaltens in Bezug auf die Mischung als repräsentative Einzelfälle zu betrachten.

Definition des reaktiven Propagationspotenzials Die Definition des reaktiven Propagationspotenzials folgt aus der Annahme bestimmter Gegebenheiten. Zugrunde liegend ist die These, dass die Flamme aufgrund der Mischungszusammensetzung an bestimmten Orten schneller brennen kann als an anderen und dass dies der Grund für Propagation in eine bestimmte Richtung ist. Zunächst wird angenommen, dass die Verwinklung der Flammenfront durch Turbulenz entlang der Flammenfront näherungsweise konstant ist. Damit hängt die lokale turbulente Flammengeschwindigkeit nach Gleichung 2.46 von der für das Gemisch bestimmten laminaren Flammengeschwindigkeit $s_l(\xi)$ und der Verwinklung ab. Damit lässt sich das Mischungsbruchfeld in ein $s_l(\xi)$ -Feld überführen, welches ein Maß dafür gibt, wie schnell die Flamme lokal in das Gemisch hineinbrennen kann. Nach Gleichung 5.2 wird das $s_l(\xi)$ -Feld zudem mit der maximalen laminaren Flammengeschwindigkeit normiert.

$$\Psi = \frac{s_l(\xi)}{s_l(\xi)^{max}} \quad (5.2)$$

Das reaktive Propagationspotenzial Ψ beschreibt demnach relativ, wie schnell die Flamme lokal auf Basis der Flammengeschwindigkeit in das Gemisch brennen kann. Im Folgenden wird auf Basis von Einzelbildern beispielhaft geprüft, ob die These der Propagationsbeeinflussung durch das reaktive Propagationspotenzial belegt werden kann.

5.2.3.1 Reaktives Propagationspotenzial im Einzelbild

Anhand des reaktiven Propagationspotenzials werden im Folgenden verschiedene Zeitschritte der zuvor diskutierten Einzelsequenzen betrachtet. Gezeigt ist jeweils das reaktive Propagationspotenzialfeld, überlagert mit Flammenfrontlinie und Vektoren der Eigengeschwindigkeit der Flamme (beides grau) und Isolinien der kompressiblen Streckungsrate (violett). Zusätzlich ist der reaktive Teil der Flammenfrontlinie, ermittelt nach dem in Kapitel 4.4.3.1 vorgestellten Verfahren, als grüne Markierung gezeigt.

Einzelsequenz A Abbildung 5.15 zeigt den vierten Zeitschritt der Teilsequenz A2, welche in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Aus der Farbcodierung des Bildes wird deutlich, dass der Bereich der Kernströmung am rechten Bildrand über ein hohes reaktives Propagationspotenzial Ψ verfügt. Die Bereiche, in denen in Abbildung 5.10 stärkere Einmischung von Umgebungsluft zu erkennen ist, zeigen nur sehr geringes Potenzial. Es ist zu erkennen, dass der reaktive Bereich der Flammenfront (grüne Linie) mit dem Gebiet stark negativer kompressibler Streckungsrate direkt vor der Flammenfront in der Bildmitte korreliert. Der reaktive Bereich liegt in direkter Umgebung des Gebiets maximalen Propagationspotenzials, überdeckt jedoch einen Bereich, in dem Ψ leicht vom Maximum abfällt. Die Flamme propagiert, gemessen an der reaktiven Flammenfront, am Rand des Gebietes maximalen Propagationspotenzials.

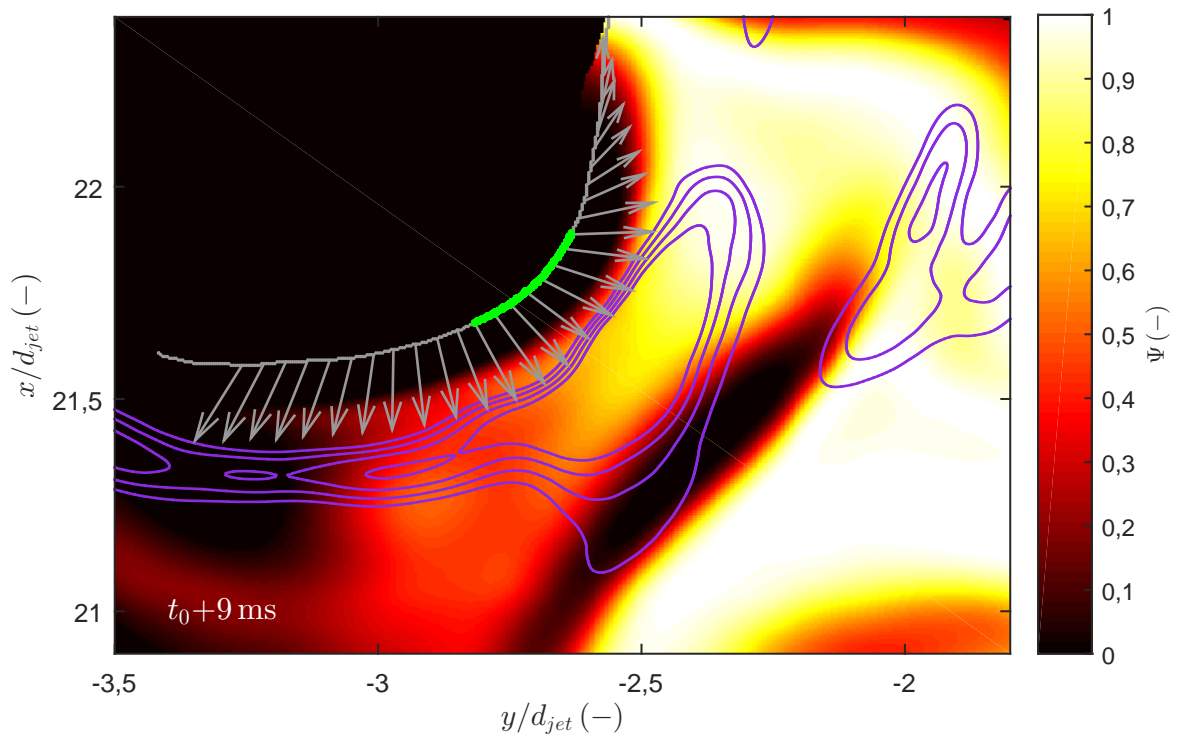


Abbildung 5.15: Reaktives Propagationspotenzial. Gezeigt ist der vierte Zeitschritt aus Einzelsequenz A2, Abbildung 5.10. Grün dargestellt ist der reaktive Bereich der Flammenfront.

Einzelsequenz C Die Einzelsequenz ist bezüglich des Propagationspotenzials klar an der Bilddiagonale geteilt. Die rechte untere Bildhälfte in Abbildung 5.16 zeigt durchgehend hohes reaktives Propagationspotenzial, im übrigen Feld fällt dieses stark ab. Der nach Kapitel 4.4.3.1 ermittelte Reaktivitätsbereich der Flammenfront korrespondiert mit dem vor der Flammenfront liegenden Gebiet der kompressiblen Streckungsrate. Vor der reaktiven Flammenfront findet sich durchweg hohes reaktives Propagationspotenzial, die Flamme propagiert offensichtlich direkt in die Richtung des höchsten Potenzials.

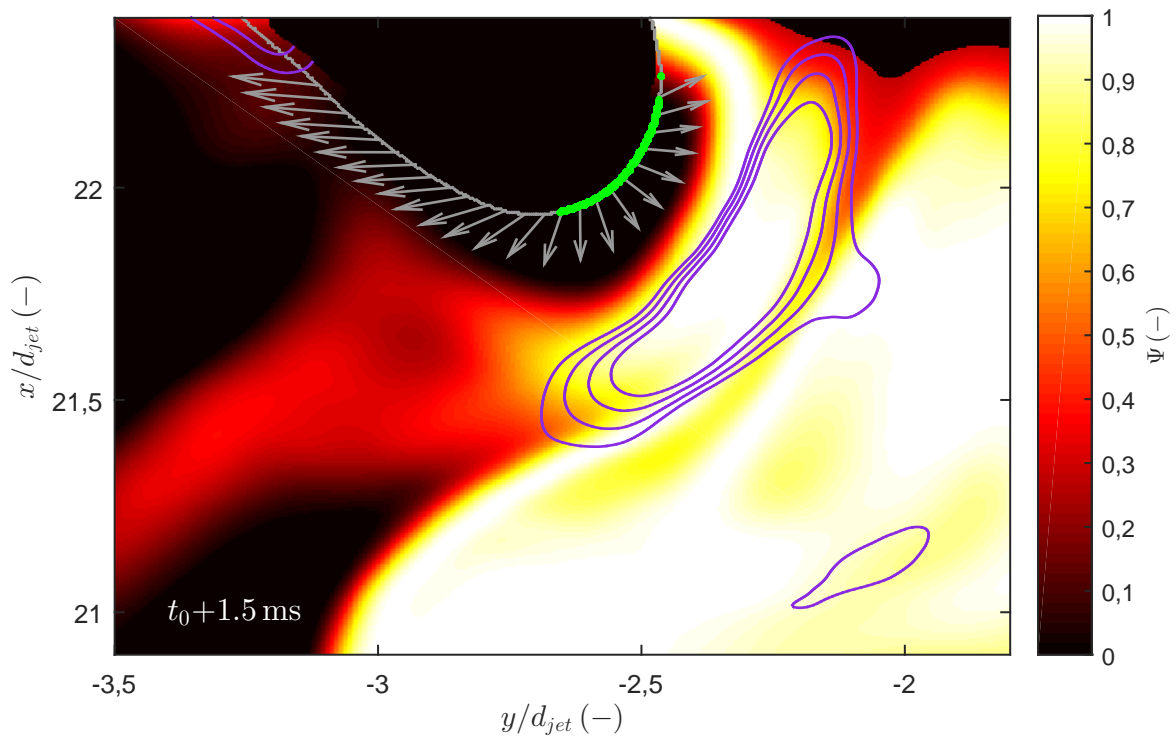


Abbildung 5.16: Reactives Propagationspotenzial. Gezeigt ist der vierte Zeitschritt aus Einzelsequenz C, Abbildung 5.12. Grün dargestellt ist der reaktive Bereich der Flammenfront.

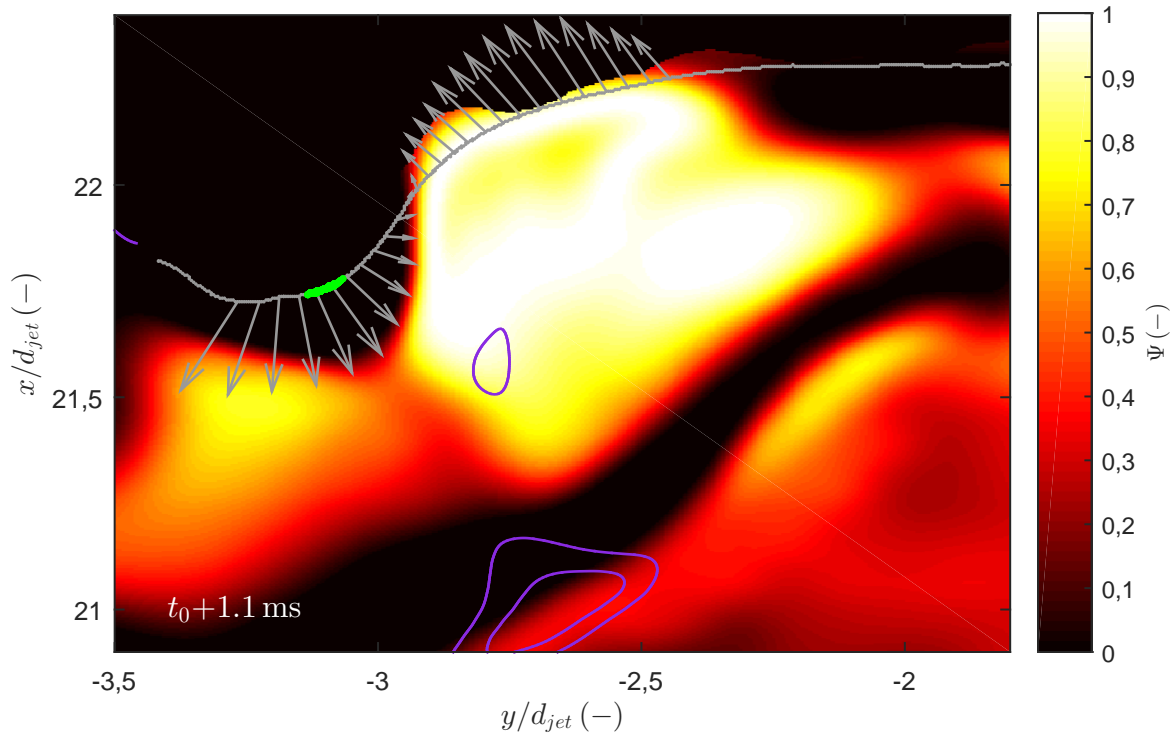


Abbildung 5.17: Reactives Propagationspotenzial. Gezeigt ist der dritte Zeitschritt aus Einzelsequenz D, Abbildung 5.13. Grün dargestellt ist der reaktive Bereich der Flammenfront.

Einzelsequenz D Einzelsequenz D ist dahin gehend allein gestellt, dass hier Flammenpropagation in direkter Nachbarschaft zu brennbarem Gemisch stattfindet, ohne dass dieses entzündet wird. In Abbildung 5.17 ist Zeitschritt $t = t_0 + 1,1$ ms gezeigt, korrespondierend zur dritten Zeile von Abbildung 5.13. Es ist deutlich zu erkennen, dass der reaktive Bereich der Flammenfront zwar mit der Struktur der kompressiblen Streckungsrate korreliert, nicht jedoch mit dem Gebiet des höchsten Propagationspotenzials. In dieser Sequenz propagiert die Flamme um das Gebiet des maximalen reaktiven Propagationspotenzials herum. Die Überschneidung von Flammenfrontline und Propagationspotenzialbereich ist der Glättung der Flammenfrontlinie geschuldet. Es ist davon auszugehen, dass die Krümmung der Flammenfrontlinie in diesem Fall durch die Filterung abgeschwächt wird.

Interpretation der Einzelbildbetrachtung Die Analyse des reaktiven Propagationspotenzials Ψ auf der Basis von Einzelbildern zeigt, dass die Mischung bzw. die lokale laminare Flammengeschwindigkeit vor der Flammenfront nicht allein entscheidend für die Richtung der Flammenpropagation sind. Es wird festgestellt, dass sich der reaktive Teil der Flammenfront zwar in der Nähe des maximalen Propagationspotenzials befindet, jedoch nicht zwingend direkt damit verbunden sein muss. Abbildung 5.17 zeigt, dass die Flamme auch an diesem Bereich vorbei in ein Gebiet niedrigeren Potenzials hineinpropagieren kann.

Die Betrachtung der Flammenfrontlinien in den zweidimensionalen Daten lässt vermuten, dass die Flammenkrümmung an dieser Stelle entscheidenden Einfluss hat. Der Einfluss der Krümmung der Flammenfront auf die Flammenpropagation wird in [96] diskutiert. Prinzipiell führt demnach eine starke Flammenkrümmung zu einer dreidimensionalen Streckung der Flammenfläche. Die Flammenstreckung ist dabei richtungsabhängig. Sie kann abhängig von der Krümmungsrichtung sowohl zu einer Aufweitung als auch zu einer Einschnürung der Flammenfront führen. Dies ist mit einem Zuwachs bzw. einer Verminderung der Flammenfläche verbunden, was wiederum die Propagationsgeschwindigkeit erhöht oder absenkt.

Die Betrachtung der Propagationssequenzen zeigt, dass die Flammenkrümmung üblicherweise über mehrere Zeitschritte relativ konstant bleibt. Es sind keine Sprünge in den Zeitserien zu erkennen. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Flammenkrümmung einem gewissen „Gedächtniseffekt“ unterliegt. Sie ist demnach von der Vorgeschichte des Propagationsereignisses abhängig. Hat sich nun eine gewisse Flammenkrümmung wie in Sequenz D, Abbildungen 5.13 und 5.17, ausgebildet, so kann die Flamme am Ort starker Krümmung, der hier mit dem reaktiven Teil der Flammenfront zusammenfällt, schneller propagieren als an Stellen, an denen die Krümmung geringer ist. In diesem Szenario steigt die lokale Flammenkrümmung durch die erhöhte Propagationsgeschwindigkeit, der Effekt verstärkt sich von selbst.

Dieser Erklärungsansatz kann aus zwei Gründen mit den vorliegenden Daten nur unzureichend überprüft werden. Zunächst ist die Flammenstreckung ein stark dreidimensionales Phänomen. Für die dreidimensionale Ausprägung der Flammenstruktur lassen sich auf Basis zweidimensionaler Daten keine Anhaltswerte finden. Zweidimensionale Schnittan-

sichten sind hierzu ungeeignet⁶. Darüber hinaus sind die hier gezeigten Flammenfrontlinien gefiltert, Krümmungsunterschiede sollten daher lediglich qualitativ betrachtet werden. Aus diesen Gründen wird auf eine weitere Diskussion verzichtet.

5.2.4 Datenkonditionierung auf den Reaktionsbereich

Um ein besseres Verständnis für die Vorgänge an der Spitze der propagierenden Flamme zu erhalten, erfolgt eine Konditionierung der Größen auf den nach Kapitel 4.4.3.1 definierten Reaktionsbereich. Zu diesem Zweck werden anhand von Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen die Größen vor dem Reaktionsbereich mit den Größen vor der gesamten Flammenfrontlinie auf statistischer Basis verglichen. Ziel des Vergleichs ist die Extraktion von Informationen über propagationsbegünstigende Randbedingungen. Weiterhin ist von Interesse, ob die zuvor ermittelten Einflussfaktoren auf die Propagation in Einzelfällen statistisch relevant sind.

Statistik des Mischungsbruches Abbildung 5.18 zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Mischungsbruches. Schwarz dargestellt ist die PDF vor der gesamten Flammenfrontlinie. Die Kurve ist identisch mit der in Abbildung 5.7 gezeigten und wird daher hier nicht erneut diskutiert. Die rote Linie gibt die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des Mischungsbruchs konditioniert auf den Bereich maximaler Reaktivität der Flammenfront an. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Kurve zu brennstoffreicheren Werten verschoben ist. Dies zeigt die Wirksamkeit der Konditionierung auf, da die Wahrscheinlichkeit für Mischungsbruchwerte unter der mageren Brenngrenze deutlich reduziert ist. Durch die Konditionierung werden die Bereiche der Heißgasgrenze, an denen aufgrund des brennstoffarmen Gemisches sehr langsame Reaktion stattfindet, aus der Statistik entfernt.

Es bleibt zu beobachten, dass der Schwerpunkt der Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion weiterhin im unterstöchiometrischen Bereich liegt, die Flamme propagiert statistisch gesehen häufiger in mageren Mischungen. Diese Beobachtung deckt sich mit den bisherigen Beobachtungen und hängt mit der statistischen Mischungsverteilung im Freistrahls zusammen. Wie bereits in Abbildung 5.4 gezeigt ist das Mischungsfeld im Mittel fast im gesamten Messfenster unterstöchiometrisch bzw. mager, lediglich im unteren Bildbereich sehr nahe an der Mittelachse des Freistrahls ist die mittlere Mischung stöchiometrisch oder brennstoffreich.

In der Gesamtbetrachtung wird dadurch deutlich, dass die Flamme wie eine Vormischflamme brennt, solange sich die Mischung im Bereich der nominellen Entflammbarkeitsgrenzen befindet. Ist die Mischung im betrachteten Bereich statistisch gesehen brennstoffarm, so ist auch die PDF des Mischungsbruches vor dem reaktiven Bereich der Flammenfront schwerpunktmäßig mager. Dies verdeutlicht, dass obwohl ein nicht- bzw. partiell vorgemischtes Experiment beobachtet wird, bei dem immer partielle Vormischung im Beobachtungsfenster vorhanden ist, die Verbrennung selbst immer Vormischcharakter hat.

⁶In Weinkauff et. al. [141] wird diese Thematik ausführlich anhand von Beispielen diskutiert.

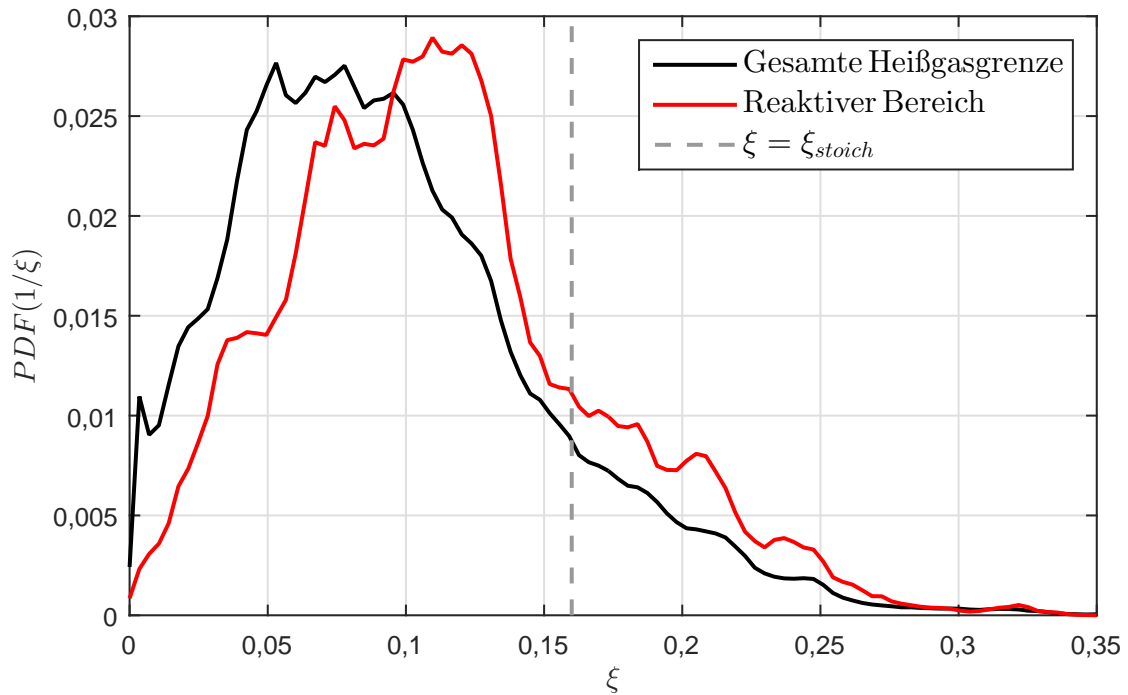


Abbildung 5.18: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des Mischungsbruches. Dargestellt ist die PDF des Mischungsbruches vor allen Flammenfrontlinien (schwarze Linie) sowie konditioniert auf den reaktiven Bereich der Flammenfronten (rote Linie), extrahiert aus einem Bereich von 0,6 bis 1,6 mm vor den Flammenfrontlinien aller 51 Propagationssequenzen.

Statistik des reaktiven Propagationspotenzials Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion des reaktiven Propagationspotenzials (Abbildung 5.19) zeigt sowohl für die auf den Reaktionsbereich konditionierten Daten als auch für die Daten der gesamten Heißgasgrenze ein deutliches Maximum nahe $\Psi = 1$. Dabei ist das Maximum der konditionierten PDF (rote Kurve) etwas deutlicher ausgeprägt. Für fast alle anderen Werte von Ψ ist die konditionierte PDF annähernd konstant bei $PDF(1/\xi) = 0,01$. Die nicht konditionierten Daten weichen nur bei $\Psi = 0,03$ nennenswert ab. Die deutliche Ausprägung des Maximums nahe $\Psi = 1$ lässt darauf schließen, dass es sich bei dem in Abbildung 5.17 gezeigten Verhalten, statistisch gesehen, um einen Sonderfall handelt. Betrachtet man alle Sequenzen, wie in dieser automatisierten statistischen Auswertung gezeigt, so wird deutlich, dass die Flammenpropagation sehr häufig mit dem maximalen Propagationspotenzial verknüpft ist.

Aus den statistischen Betrachtungen lässt sich folgern, dass die Flammenpropagation vor allem durch die Mischung gesteuert ist. Statistisch gesehen, propagiert die Flamme dorthin, wo sie auf Basis der laminaren Flammengeschwindigkeit am schnellsten brennen kann.

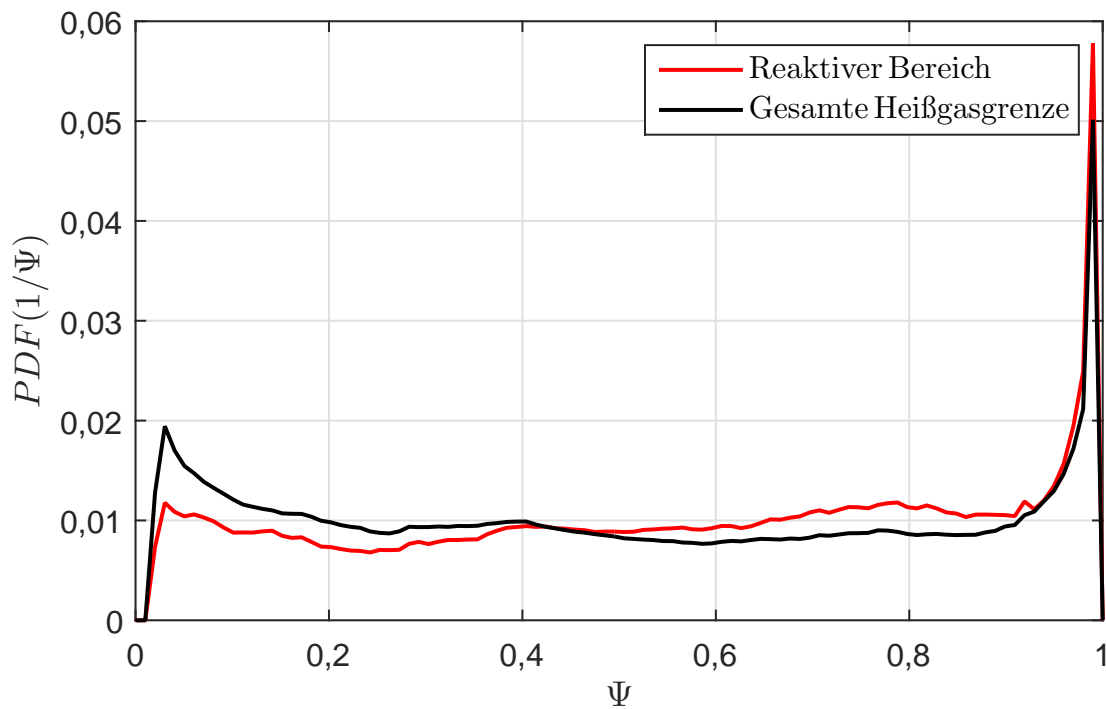


Abbildung 5.19: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen des reaktiven Propagationspotenzials. Dargestellt ist die PDF des Potenzials vor allen Flammenfrontlinien (schwarze Linie) sowie konditioniert auf den reaktiven Bereich der Flammenfronten (rote Linie), extrahiert aus einem Bereich von 0,6 bis 1,6 mm vor den Flammenfrontlinien aller 51 Propagationssequenzen.

5.3 Fazit

Im vorliegenden Kapitel wurden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen der Flammenpropagation im partiell vorgemischten Freistrahlgang vorgestellt und diskutiert. Die Analyse der statistischen Verteilung von Strömungsgeschwindigkeiten und Mischungsbruch im isothermen Freistrahlgang zeigt gute Übereinstimmung mit Vergleichsdaten. Dies verdeutlicht die Plausibilität der Messergebnisse und ist die Grundlage für weitere Untersuchungen.

Isotherme Einzelmessungen belegen das Potenzial der eingesetzten Mess- und Auswertprozesse zur Bereitstellung qualitativ hochwertiger Messdaten. Eine erste statistische Auswertung der Messdaten motiviert zu einer vertieften Beschäftigung mit den Propagationsprozessen, welche auf der Ebene einzelner Sequenzen erfolgt. Die Untersuchung erhärtet einerseits die Erkenntnis, dass die Flammenpropagation im vorliegenden Fall vor allem durch die Mischung gesteuert wird. Andererseits werden jedoch auch Fälle erkannt, in denen dies nicht zweifelsfrei festgestellt werden kann.

Die Kombination mit eindimensionalen Flamelet-Simulationen und die Formulierung eines reaktiven Propagationspotenzials ermöglichen eine detailliertere Untersuchung des Mischungseinflusses. Das in dieser Arbeit hergeleitete reaktive Propagationspotenzial stellt dabei ein relatives Maß für die Propagationsfähigkeit in Abhängigkeit der Mischung. Es ist damit ein Werkzeug zum Vergleich und zur Klassifikation unterschiedlicher Propaga-

gationsereignisse. Bei der Analyse stellt sich heraus, dass die Mischung nicht immer der einzige kontrollierende Parameter ist. Aus diesem Grund wird die Flammenkrümmung als weiterer Einflussparameter diskutiert. Eine abschließende statistische Untersuchung zeigt, dass es sich bei den nicht mischungsgesteuerteren Fällen um Sonderfälle handelt.

Kapitel 6

Zusammenfassung & Ausblick

Das übergeordnete Ziel dieser Arbeit war die Vervollständigung des Gesamtbildes von Flammenpropagation in partiell vorgemischten Freistahlströmungen. Hierzu wurde die Interaktion von Strömung, Mischung und Reaktion bei der freien Propagation untersucht, um Wirkketten, welche zu Erfolg oder Misserfolg von Flammenzündung bzw. Flammenpropagation führen, zu identifizieren.

Um das gesteckte Ziel zu erreichen, wurde ein Laborversuch entworfen, welcher auf Basis der Kombination quantitativer und qualitativer bildgebender Hochgeschwindigkeitslaserdiagnostiken Einblick in den instationären Prozess der Flammenpropagation bietet. Um aus dem gewonnenen, sehr umfangreichen Datensatz wissenschaftlichen Mehrwert in Form von Verständnis zu generieren, wurden Auswertungs- und Analysewerkzeuge entwickelt und eingesetzt, die eine Strukturierung und Konditionierung der Daten ermöglichen. In diesem Kapitel werden die Inhalte und Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und abschließend bewertet.

Zusammenfassung

Die Flammenpropagation in partiell vorgemischten Freistrahlen ist allgemein als gekoppeltes Problem zu betrachten. Wechselseitige Beeinflussung der Größen Strömung, Mischung und Reaktion machen es unmöglich, diese Parameter separiert zu betrachten. Weiterhin handelt es sich um ein instationäres und stochastisches Phänomen. Die Zeitskalen der Flammenpropagation sind durch Turbulenz und die Reaktion bestimmt. Propagationseignisse gehen daher innerhalb weniger Millisekunden bis Sekunden vonstatten. Im Gegensatz zu den Strömungsskalen, welche sich über Ähnlichkeitsgesetze skalieren lassen, können die Reaktionszeitskalen nicht für die messtechnische Betrachtung angepasst werden.

Zur Untersuchung der Flammenpropagation im partiell vorgemischten Freistahl wurde zunächst eine Versuchskonfiguration ermittelt, welche eine Vielzahl von Propagationseignissen bei reproduzierbaren Randbedingungen produziert. Unter dieser Maßgabe wurde der Versuchszyklus, bestehend aus Strömungskonditionierung, Zündung, Flammenpropagation und anschließendem Flammenlöschen, automatisiert, um eine hohe Wiederholrate der Messungen zu ermöglichen. Um Strömungsbeeinflussung durch Hindernisse wie eine

Zündkerze auszuschließen, wurde ein Laserzündsystem eingesetzt.

Um die zentralen Einflussparameter Mischung und Strömung bei der Flammenpropagation messtechnisch zu erfassen, wurden die Planare Laserinduzierte Fluoreszenz (PLIF) des Aceton-Moleküls und die Stereoskopische Particle Image Velocimetry (SPIV) eingesetzt. Die Rohdaten der SPIV-Messungen erlaubten dabei, auf Basis des Gasdichtesprunges und der Strömungsverzögerung eine Abschätzung über den Reaktionsort der Flamme zu treffen. Auf diese Weise wurden zeitaufgelöste Sequenzen von Strömungsgeschwindigkeiten in allen drei Raumrichtungen, Mischungsbruch und Flammenfrontposition mit hoher räumlicher Auflösung in einem ebenen Messfeld im Propagationsbereich der Flamme ermittelt. Die Messverfahren wurden durch Einsatz von Hochgeschwindigkeits-CMOS-Kameras und leistungsfähigen gepulsten Festkörperlasern mit hohen Repetitionsraten zeitauflösend eingesetzt. Zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments wurde dabei weltweit erstmalig die Hochgeschwindigkeits-SPIV simultan mit der Hochgeschwindigkeits-PLIF des Aceton-Moleküls in reagierender Strömung eingesetzt.

Um die große gewonnene Menge an Rohdaten verarbeiten und interpretieren zu können, wurden leistungsfähige Datenverarbeitungsroutinen geschaffen. Im Zuge der Datenaufbereitung wurden Kamera- und Abbildungsfehler sowie Bildartefakte und Interferenzen vermindert. Durch Einsatz von fortschrittlichen Wavelet-Entrauschungsverfahren wurden die ermittelten Mischungsbruchdaten hinsichtlich des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses optimiert. Das Kamerarauschen konnte nahezu vollständig eliminiert werden. Die so optimierten Daten erlaubten die Berechnung von Gradientengrößen wie der skalaren Dissipationsrate und die detaillierte Analyse des Mischungsbruches. Als Ergebnis der Datenaufbereitung liegen qualitativ hochwertige Zeitserien der zweidimensionalen Verteilungen von Mischungsbruch, Strömungsgeschwindigkeiten sowie einer Vielzahl von weiteren abgeleiteten Größen vor.

Zur Interpretation der Messergebnisse wurden zunächst statistische Momente von Mischungsbruch und Strömungsgeschwindigkeiten des isothermen Freistrahls herangezogen. Der Vergleich mit Ähnlichkeits- und Näherungslösungen aus der Literatur zeigte gute Übereinstimmung und belegt die Zuverlässigkeit von Mess- und Auswertungsmethodik. Die Betrachtung von isothermen Einzelmessungen verdeutlichte sowohl die Qualität der Messdaten als auch die Komplexität der Strömungs- und Mischungsprozesse im isothermen Freistrahle. Der Freistrahle ist demnach durch moderate turbulente Strömungsschwankungen und ein hochgradig stratifiziertes Mischungsfeld gekennzeichnet.

Die detaillierte Analyse der isothermen Daten war Grundlage für die Bewertung von 51 Propagationsereignissen, welche als Sequenzen unterschiedlicher Länge vorlagen. Das Ereignisensemble war Resultat einer Vorauswahl der Daten, welche aus den ursprünglich 400 aufgenommenen Sequenzen jene aussortierte, bei denen das Propagationsereignis offensichtlich nicht im betrachteten Messfenster stattfand.

Eine erste statistische Auswertung der Propagationsdaten belegte die Abhängigkeit der Flammenpropagation vom Mischungszustand vor der Flamme. Es wurde jedoch auch deutlich, dass die Notwendigkeit zu vertiefter Datenanalyse besteht. Aus diesem Grund wurden Einzelsequenzen detailliert analysiert und diskutiert. Die Messdaten der Einzelsequenzen belegten, dass die Flammenpropagation in vielen Fällen von der Mischung dominiert wird. In einzelnen Sequenzen erschienen die Einflüsse weniger eindeutig. Es zeigte sich, dass es unter bestimmten Umständen andere dominierende Faktoren gab. In der Dis-

kussion erschien die Flammenkrümmung und die damit verbundene Flammenstreckung als entscheidender Parameter, der die Richtung der Flammenpropagation beeinflussen kann.

Die Kombination mit Flammensimulationen und die Formulierung eines Kriteriums zur Abschätzung des reaktiven Bereichs der Flamme eröffneten die Möglichkeit, die Daten weiter zu konditionieren. Darüber hinaus wurde ein reaktives Propagationspotenzial eingeführt, mit dessen Hilfe der Mischungsbrucheinfluss näher quantifiziert werden konnte. Die abschließende statistische Analyse zeigte, dass die zuvor festgestellten Ereignisse, in denen die Mischung offensichtlich nicht der die Propagation dominierende Parameter ist, statistisch gesehen, Sonderfälle darstellen.

Ausblick

Im Zuge der Datenauswertung und -interpretation des Experiments wird deutlich, dass planare Messmethoden an bestimmten Stellen an ihre Grenzen stoßen. Dreidimensionale Phänomene spielen besonders bei der Datenauswahl, bei der Interpretation von Flammeneigengeschwindigkeiten und bei der Diskussion der Flammenkrümmung eine entscheidende Rolle.

Zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments waren dreidimensionale zeitauflösende Messmethoden für reaktive Strömungen weltweit nicht verfügbar. Stand der Technik war die Interpretation von auf ebene Verteilungen reduzierten zeitaufgelösten Datensätzen. Um dem aus der Analyse der Flammenpropagation deutlich gewordenen Bedarf an 3D-Messtechnik gerecht zu werden, wurde die Entwicklung dieser Methoden forciert. Zu diesem Zweck wurde zunächst die *Tomographische Particle Image Velocimetry* (TPIV), eine räumliche Erweiterung der PIV auf der Basis algebraischer Volumenrekonstruktion, für die Anwendung in reagierenden Strömungen adaptiert. Die TPIV konnte in diesem Rahmen weltweit erstmalig zur Messung von Geschwindigkeitsfeldern in Flammen demonstriert werden. Ein beispielhaftes Ergebnis dieser Arbeit ist in Abbildung 6.1 anhand des Strömungsfeldes im Stabilisationsbereich einer abgehoben brennenden Freistrahlf Flamme gezeigt. Nähere Informationen finden sich in Weinkauff et. al. [143].

Während für die Messung der räumlichen Verteilung der Strömungsgeschwindigkeiten ein in der Aerodynamik entwickeltes Verfahren adaptiert werden konnte, musste für die Bestimmung der dreidimensionalen Kontur der Flamme ein neues Konzept entwickelt werden. Auf Basis von *Laser-Scanning*, der schnellen Umlenkung eines Laserstrahls und damit dem Abtasten eines volumetrischen Messgebietes, wurde ein System entwickelt, welches prinzipiell in der Lage ist, alle denkbaren planaren Laserdiagnostikmethoden in die dritte Raumrichtung zu erweitern. Abbildung 6.2 zeigt die volumetrische Rekonstruktion der Flammenkontur im Stabilisierungsbereich einer abgehoben brennenden Freistrahlf Flamme, welche, vergleichbar zu den in dieser Arbeit vorgestellten Daten, durch die Detektion des Partikeldichtesprungs über der Flammenfront ermittelt wurde. Das System ist in der

Lage, zeitaufgelöste Sequenzen der Flammenkontur im Stabilisierungsbereich mit Wiederholraten bis zu 10 kHz zu detektieren. Durch Verwendung des Scanning-Systems in Kombination mit abstimmbaren Farbstofflasern besteht die Möglichkeit, die Flammenkontur anhand der PLIF des OH-Radikals zu ermitteln. Weitere Angaben zu dem erwähnten System finden sich in Weinkauff et. al. [141].

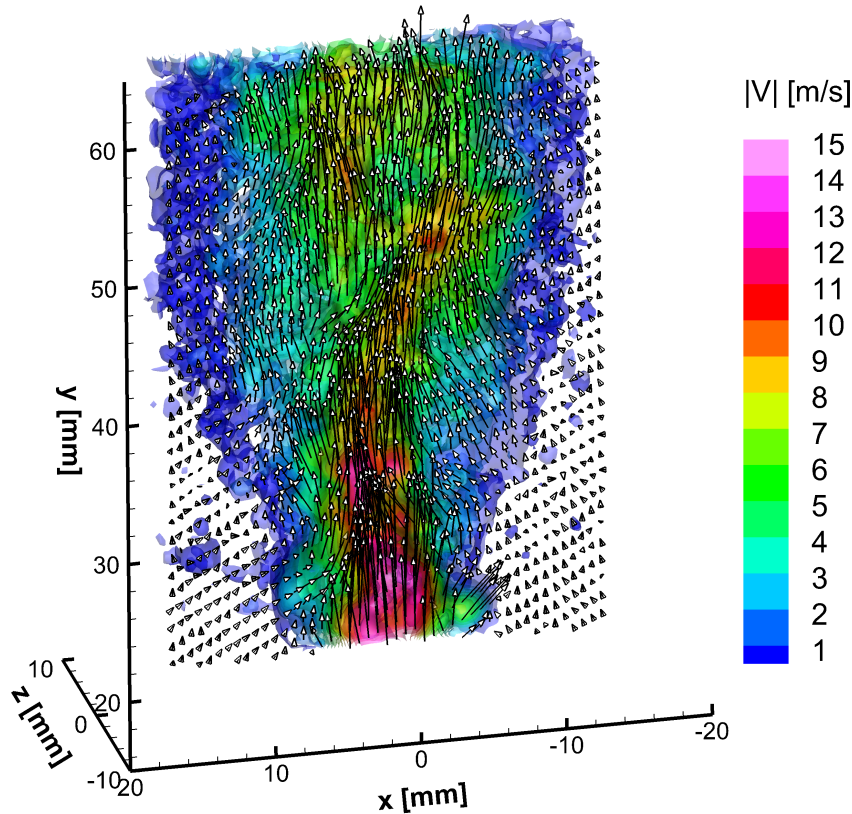


Abbildung 6.1: Dreidimensionale instantane Aufnahme von Strömungsgeschwindigkeiten einer abgehobenen Freistrahlfamme im Stabilisierungsbereich, ermittelt mittels Tomographischer Particle Image Velocimetry (TPIV) [143].

Auf Basis der vorliegenden Arbeit erscheint es sinnvoll, die Flammenpropagation unter Verwendung der vom Autor entwickelten dreidimensionalen Messmethoden nochmals genauer zu beleuchten. Als Erweiterung der Erkenntnisse, welche diese Arbeit liefert, birgt dies die Möglichkeit, die Einzelfälle, in denen die Flammenpropagation nicht von der Mischung dominiert wird, detailliert zu untersuchen. Der Einsatz von 3D-Messtechnik vermeidet die möglichen Fehlinterpretationen, welche mit der Extraktion der Flammenkrümmung aus zweidimensionalen Daten verbunden sind. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, durch Einsatz von OH-PLIF die Genauigkeit der Flammenfrontdetektion um ein Vielfaches zu vergrößern. Dies eröffnet die Option, dreidimensionale Flammeneigenschaften zu messen, welche eine direkte physikalische Interpretation auf Basis der turbulenten Flammengeschwindigkeit erlauben.

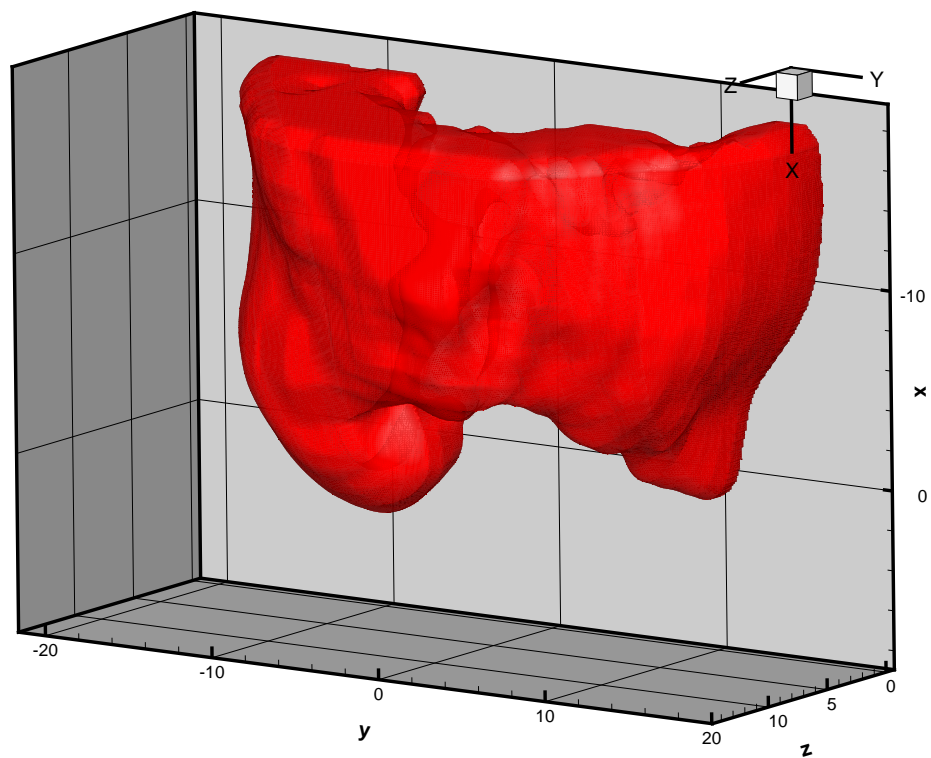


Abbildung 6.2: Dreidimensionale instantane Aufnahme der Flammenkontur im Stabilisierungsbereich einer abgehobenen Freistrahlf Flamme, ermittelt via Laser-Scanning [141].

Literaturverzeichnis

- [1] ABU-GHARBIEH, R. ; HAMARNEH, G. ; GUSTAVSSON, T. ; KAMINSKI, C. F.: Flame front tracking by laser induced fluorescence spectroscopy and advanced image analysis. In: *Optics Express* 8 (2001), Nr. 5, S. 278
- [2] ABU-GHARBIEH, R. ; HAMARNEH, G. ; GUSTAVSSON, T. ; KAMINSKI, C. F.: Level Set Curve Matching and Particle Image Velocimetry for Resolving Chemistry and Turbulence Interactions in Propagating Flames. In: *Journal of Mathematical Imaging and Vision* 19 (2003), Nr. 3, S. 199–218
- [3] ADELSON, E. H. ; WANG, J.Y.A.: Single lens stereo with a plenoptic camera. In: *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence* 14 (1992), Nr. 2, S. 99–106
- [4] ADRIAN, R. J.: Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1393–1398
- [5] ADRIAN, R. J. ; WESTERWEEL, J.: *Cambridge aerospace series*. Bd. 30: *Particle image velocimetry*. Cambridge Univ. Press, 2011
- [6] AHMED, S. F. ; MASTORAKOS, E.: Spark ignition of lifted turbulent jet flames. In: *Combustion and Flame* 146 (2006), Nr. 1-2, S. 215–231
- [7] ALDÉN, M. ; BOOD, J. ; LI, Z. ; RICHTER, M.: Visualization and understanding of combustion processes using spatially and temporally resolved laser diagnostic techniques. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 33 (2011), Nr. 1, S. 69–97
- [8] AMANTINI, G. ; FRANK, J. H. ; GOMEZ, A.: Experiments on standing and traveling edge flames around flame holes. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 1, S. 313–321
- [9] ARRHENIUS, S.: Über die Reaktionsgeschwindigkeit bei der Inversion von Rohrzucker durch Säuren. In: *Zeitschrift für physikalische Chemie* (1889), Nr. 4, S. 226–248
- [10] BALUSAMY, S. ; CESSOU, A. ; LECORDIER, B.: Direct measurement of local instantaneous laminar burning velocity by a new PIV algorithm. In: *Experiments in Fluids* 50 (2011), Nr. 4, S. 1109–1121
- [11] BARLOW, R. S. ; FRANK, J. H.: Effects of turbulence on species mass fractions in methane/air jet flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 1087–1095

- [12] BAUM, E.: *Laserbasierte Untersuchung innermotorischer Prozesse: Techn. Univ., Diss.–Darmstadt, 2013*. 1. Aufl. Optimus-Verl., 2013
- [13] BAUM, E. ; PETERSON, B. ; SURMANN, C. ; MICHAELIS, D. ; BÖHM, B. ; DREIZLER, A.: Tomographic PIV measurements in an IC engine. In: *16th Int Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2012, S. 1–12
- [14] BILGER, R. W. ; POPE, S. B. ; BRAY, K.N.C. ; DRISCOLL, J. F.: Paradigms in turbulent combustion research. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 1, S. 21–42
- [15] BILGER, R. W. ; STÅRNER, S. H. ; KEE, R. J.: On reduced mechanisms for methane-air combustion in nonpremixed flames. In: *Combustion and Flame* 80 (1990), Nr. 2, S. 135–149
- [16] BÖHM, B. ; GEYER, D. ; GREGOR, M. ; HEEGER, C. ; NAUERT, A. ; SCHNEIDER, C. ; DREIZLER, A.: Advanced Laser Diagnostics for Understanding Turbulent Combustion and Model Validation: Chapter 4. In: JANICKA, J. (Hrsg.) ; SADIKI, A. (Hrsg.) ; SCHÄFER, M. (Hrsg.) ; HEEGER, C. (Hrsg.): *Flow and combustion in advanced gas turbine combustors* Bd. v.102. Dordrecht and New York : Springer, 2013, S. 93–160
- [17] BOHNDIEK, S. E. ; BLUE, A. ; CLARK, A. T. ; PRYDDERCH, M. L. ; TURCHETTA, Renato ; ROYLE, G. J. ; SPELLER, R. D.: Comparison of Methods for Estimating the Conversion Gain of CMOS Active Pixel Sensors. In: *IEEE Sensors Journal* 8 (2008), Nr. 10, S. 1734–1744
- [18] BORN, M. ; OPPENHEIMER, R.: Zur Quantentheorie der Molekeln. In: *Annalen der Physik* 389 (1927), Nr. 20, S. 457–484
- [19] BOXX, I. ; HEEGER, C. ; GORDON, R. L. ; BÖHM, B. ; DREIZLER, A. ; MEIER, W.: On the importance of temporal context in interpretation of flame discontinuities. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 1, S. 269–271
- [20] BRÄUNLING, W. J.: *Flugzeugtriebwerke*. Springer Berlin Heidelberg, 2015
- [21] BRYANT, R. A. ; DONBAR, J. M. ; DRISCOLL, J. F.: Acetone laser induced fluorescence for low pressure/low temperature flow visualization. In: *Experiments in Fluids* 28 (2000), Nr. 5, S. 471–476
- [22] BUCKMASTER, J.: Edge-flames. In: *Journal of Engineering Mathematics* 31 (1997), Nr. 2/3, S. 269–284
- [23] BUCKMASTER, J.: Edge-flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 28 (2002), S. 435–475
- [24] CHUNG, S. H.: Stabilization, propagation and instability of tribrachial triple flames. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 31 (2007), Nr. 1, S. 877–892

-
- [25] CLEMENS, N. T. ; PAUL, P. H.: Effects of heat release on the near field flow structure of hydrogen jet diffusion flames. In: *Combustion and Flame* 102 (1995), Nr. 3, S. 271–284
- [26] COHEN, A. ; DAUBECHIES, I. ; FEAUVEAU, J.-C.: Biorthogonal bases of compactly supported wavelets. In: *Communications on Pure and Applied Mathematics* 45 (1992), Nr. 5, S. 485–560
- [27] CORITON, B. ; FRANK, J. H.: Experimental study of vorticity-strain rate interaction in turbulent partially premixed jet flames using tomographic particle image velocimetry. In: *Physics of Fluids* 28 (2016), Nr. 2, S. 025109
- [28] CORITON, B. ; STEINBERG, A. M. ; FRANK, J. H.: High-speed tomographic PIV and OH PLIF measurements in turbulent reactive flows. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 6
- [29] DAHM, W. J. ; DIMOTAKIS, P. E.: Measurements of Entrainment and Mixing in Turbulent Jets. In: *AIAA Journal* 25 (1987), Nr. 9, S. 1216–1223
- [30] DAILY, J. W.: Laser induced fluorescence spectroscopy in flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 23 (1997), Nr. 2, S. 133–199
- [31] DAMKÖHLER, G.: Der Einfluss der Turbulenz auf die Flammengeschwindigkeit in Gasmischen. In: *Zeitschrift für Elektrochemie und angewandte physikalische Chemie* 46 (1940), Nr. 11, S. 601–626
- [32] DÉGARDIN, O. ; RENOU, B. ; BOUKHALFA, A. M.: Simultaneous measurement of temperature and fuel mole fraction using acetone planar induced fluorescence and Rayleigh scattering in stratified flames. In: *Experiments in Fluids* 40 (2006), Nr. 3, S. 452–463
- [33] DEMTRÖDER, W.: *Molekülphysik: Theoretische Grundlagen und experimentelle Methoden*. 2., überarb. und erw. Aufl. Oldenbourg, 2013
- [34] DEPARTMENT OF DEFENSE OF THE UNITED STATES OF AMERICA: *Military Standard - Photographic Lenses MIL-STD-150A*. A. 1959
- [35] DIBBLE, R. W. ; HARTMANN, V. ; SCHEFER, R. W. ; KOLLMANN, W.: Conditional sampling of velocity and scalars in turbulent flames using simultaneous LDV-Raman scattering. In: *Experiments in Fluids* 5 (1987), Nr. 2, S. 103–113
- [36] DIMOTAKIS, P. E.: TURBULENT MIXING. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 37 (2005), Nr. 1, S. 329–356
- [37] ECKBRETH, A. C.: *Combustion science and technology*. Bd. 3: *Laser diagnostics for combustion temperature and species*. 2. ed., [compl. rev. and updated], [Nachdr.]. CRC Press, 1996
- [38] EINSTEIN, A.: Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 8, S. 549–560

- [39] EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, S. 132–148
- [40] ELSINGA, G. E. ; SCARANO, F. ; WIENEKE, B. ; VAN OUDHEUSDEN, B. W.: Tomographic particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 41 (2006), Nr. 6, S. 933–947
- [41] FLEMING, I. ; PODLECH, J.: *Molekülorbitale und Reaktionen organischer Verbindungen*. 1. Aufl. Wiley-VCH, 2012
- [42] FOUCAUT, J. M. ; STANISLAS, M.: Some considerations on the accuracy and frequency response of some derivative filters applied to particle image velocimetry vector fields. In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), Nr. 7, S. 1058–1071
- [43] FOUCHER, F. ; BRUNEL, S. ; HIGELIN, P. ; MOUNAÏM-ROUSSELLE, C.: Experimental Study of Flame-Wall Interaction by Particle Imaging Velocimetry Technique. In: *10th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2000, S. 1–11
- [44] FRISCH, U.: *Turbulence: The legacy of A. N. Kolmogorov*. Reprinted. Cambridge Univ. Press, 2004
- [45] GORDON, R. L. ; BOXX, I. ; CARTER, C. ; DREIZLER, A. ; MEIER, W.: Lifted Diffusion Flame Stabilisation: Conditional Analysis of Multi-Parameter High-Repetition Rate Diagnostics at the Flame Base. In: *Flow, Turbulence and Combustion* 88 (2012), Nr. 4, S. 503–527
- [46] GORDON, R. L. ; HEEGER, C. ; DREIZLER, A.: High-speed mixture fraction imaging. In: *Applied Physics B* 96 (2009), Nr. 4, S. 745–748
- [47] GREIFENSTEIN, M.: *Konzeption und Aufbau eines Zündlasersystems: Conceptual Design and Realization of a Laser Ignition System*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Bachelorthesis, 2011
- [48] HAIN, R. ; KÄHLER, C. J. ; TROPEA, C.: Comparison of CCD, CMOS and intensified cameras. In: *Experiments in Fluids* 42 (2007), Nr. 3, S. 403–411
- [49] HANSON, R. K. ; SEITZMAN, J. M. ; PAUL, P. H.: Planar laser-fluorescence imaging of combustion gases. In: *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry* 50 (1990), Nr. 6, S. 441–454
- [50] HARTUNG, G. ; HULT, J. ; BALACHANDRAN, R. ; MACKLEY, M. R. ; KAMINSKI, C. F.: Flame front tracking in turbulent lean premixed flames using stereo PIV and time-sequenced planar LIF of OH. In: *Applied Physics B* 96 (2009), Nr. 4, S. 843–862
- [51] HARTUNG, G. ; HULT, J. ; KAMINSKI, C. F. ; ROGERSON, J. W. ; SWAMINATHAN, N.: Effect of heat release on turbulence and scalar-turbulence interaction in premixed combustion. In: *Physics of Fluids* 20 (2008), Nr. 3, S. 035110

-
- [52] HEEGER, C.: *Fortschrittberichte VDI Reihe 6, Energietechnik*. Bd. 601: *Flashback investigations in a premixed swirl burner by high-speed laser imaging: Techn. Univ., Diss.–Darmstadt, 2011*. Als Ms. gedr. VDI-Verl., 2012
- [53] HEEGER, C. ; BÖHM, B. ; AHMED, S. F. ; GORDON, R. L. ; BOXX, I. ; MEIER, W. ; DREIZLER, A. ; MASTORAKOS, E.: Statistics of relative and absolute velocities of turbulent non-premixed edge flames following spark ignition. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 32 (2009), Nr. 2, S. 2957–2964
- [54] HEEGER, C. ; BÖHM, B. ; BOXX, I. ; MEIER, W. ; AHMED, S. F. ; MASTORAKOS, E. ; DREIZLER, A.: Planar Laser Diagnostics at High Repetition Rates: Acquisition and Analysis of Transient Combustion Processes. In: *ASME Turbo Expo: Power for Land, Sea, and Air*, 2008, S. 47–56
- [55] HERZBERG, G.: *Molecular spectra and molecular structure: Spectra of Diatomic Molecules*. Bd. 1. 2. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950
- [56] HOENIG, V. ; VEREIN DEUTSCHER ZEMENTWERKE E.V. (Hrsg.): *Umweltdaten der deutschen Zementindustrie: Environmental Data of the German Cement Industry*. 2014
- [57] HORVATH, H.: Gustav Mie and the scattering and absorption of light by particles: Historic developments and basics. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 110 (2009), Nr. 11, S. 787–799
- [58] HUANG, H. ; DABIRI, D. ; GHARIB, M.: On errors of digital particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1427–1440
- [59] JÄHNE, B.: *Digitale Bildverarbeitung*. 6., überarbeitete und erweiterte Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005
- [60] JOOS, F.: *Technische Verbrennung: Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen : mit 65 Tabellen*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [61] KEE, R. J. ; RUPLY, F. M. ; MILLER, J. A.: CHEMKIN-PRO, Version 15113. In: *Reaction Design Inc.* (2013)
- [62] KOHSE-HÖINGHAUS, K.: Quantitative Laser-Induced Fluorescence: Some Recent Developments in Combustion Diagnostics. In: *Applied Physics B* (1990), Nr. 50, S. 455–461
- [63] KOHSE-HÖINGHAUS, K. ; BARLOW, R. S. ; ALDÉN, M. ; WOLFRUM, J.: Combustion at the focus: Laser diagnostics and control. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 1, S. 89–123
- [64] KOHSE-HÖINGHAUS, K. (Hrsg.) ; JEFFRIES, J. B. (Hrsg.): *Applied combustion diagnostics*. New York : Taylor & Francis, 2002 (Combustion)
- [65] KOLMOGOROV, A. N.: Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. In: *Proceedings of the USSR Academy of Sciences* (1941), Nr. 32, S. 16ff.

- [66] KOLMOGOROV, A. N.: The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. In: *Proceedings of the USSR Academy of Sciences* (1941), Nr. 30, S. 299 ff.
- [67] KOLMOGOROV, A. N.: The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers. In: *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, Series A: Mathematical and Physical Sciences* 434 (1991), Nr. 1890, S. 9–13
- [68] KUNDU, P. K. ; COHEN, I. M.: *Fluid mechanics*. 2. ed. Academic Press, 2002
- [69] LAVISION GMBH: *DaVis 8.3 Software*. 2016
- [70] LAWN, C. J.: Lifted flames on fuel jets in co-flowing air. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009), Nr. 1, S. 1–30
- [71] LECHNER, C. ; SEUME, J.: *Stationäre Gasturbinen*. Springer Berlin Heidelberg, 2010
- [72] LOZANO, A. ; YIP, B. ; HANSON, R. K.: Acetone: A tracer for concentration measurements in gaseous flows by planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 13 (1992), Nr. 6
- [73] LYONS, K. M.: Toward an understanding of the stabilization mechanisms of lifted turbulent jet flames: Experiments. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 33 (2007), Nr. 2, S. 211–231
- [74] MANN, M.: *Laserbasierte Untersuchung der Flamme-Wand-Interaktion: Techn. Univ., Diss.-Darmstadt, 2013*. 1. Aufl. Optimus-Verl., 2013
- [75] MAREY, E. J.: Dertermination experimentale du mouvement del ailes des insects pendant le vol. In: *C R Arad Sci* (1868), Nr. 68, S. 1341–1345
- [76] MAREY, E. J.: *Le mouvement*. Masson, 1894
- [77] MASTORAKOS, E.: Ignition of turbulent non-premixed flames. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 35 (2009), Nr. 1, S. 57–97
- [78] MECHANICAL AND AEROSPACE ENGINEERING: Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications, San Diego Mechanism web page available at <http://combustion.ucsd.edu>. (2005)
- [79] MELLING, A.: Tracer particles and seeding for particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1406–1416
- [80] MIE, G.: Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. In: *Annalen der Physik* 330 (1908), Nr. 3, S. 377–445
- [81] MILLER, J. D. ; MICHAEL, J. B. ; SLIPCHENKO, M. N. ; ROY, S. ; MEYER, T. R. ; GORD, J. R.: Simultaneous high-speed planar imaging of mixture fraction and velocity using a burst-mode laser. In: *Applied Physics B* 113 (2013), Nr. 1, S. 93–97

-
- [82] MIZOBUCHI, Y. ; SHINJO, J. ; OGAWA, S. ; TAKENO, T.: A numerical study on the formation of diffusion flame islands in a turbulent hydrogen jet lifted flame. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 30 (2005), Nr. 1, S. 611–619
- [83] MIZOBUCHI, Y. ; SHINJO, J. ; TACHIBANA, S.: Numerical Analysis on Stabilization of a Lifted Flame. In: *3rd Symposium in Smart Control of Turbulence (Tokyo)* (2002)
- [84] MIZOBUCHI, Y. ; TACHIBANA, S. ; SHINJO, J. ; OGAWA, S. ; TAKENO, T.: A numerical analysis of the structure of a turbulent hydrogen jet lifted flame. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 29 (2002), Nr. 2, S. 2009–2015
- [85] MULLA, I. A. ; CHAKRAVARTHY, S. R.: Measurement of flow field and tangential strain along the flame front in a turbulent partially premixed flames. In: *8th U.S. National Combustion Meeting*, 2013, S. 1–8
- [86] MUÑIZ, L. ; MUNGAL, M. G.: Instantaneous flame-stabilization velocities in lifted-jet diffusion flames. In: *Combustion and Flame* 111 (1997), Nr. 1-2, S. 16–31
- [87] MUYBRIDGE, E. ; MOZLEY, A. V.: *Human and animal locomotion*. Dover, 1887
- [88] NAUERT, A.: *Fortschritt-Berichte VDI Reihe 6, Energietechnik*. Bd. 585: *Laser-optische Untersuchungen an verdrahteten Vormischflammen: Techn. Univ., Diss.–Darmstadt*. Als Ms. gedr. VDI-Verl., 2009
- [89] NG, R. ; LEVOY, M. ; BRÉDIF, M. ; DUVAL, G. ; HOROWITZ, M. ; HANRAHAN, P.: Light Field Photography with a Hand-Held Plenoptic Camera. In: *Stanford University Computer Science Tech Report CSTR* (2005), Nr. 02, S. 1–11
- [90] PAPAGEORGE, M. J. ; ARNDT, C. M. ; FUEST, F. ; MEIER, W. ; SUTTON, J. A.: High-speed mixture fraction and temperature imaging of pulsed, turbulent fuel jets auto-igniting in high-temperature, vitiated co-flows. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 7
- [91] PAPAGEORGE, M. J. ; SUTTON, J. A.: Simultaneous High-Resolution kHz-Rate 2-D Conserved Scalar and 3-Component Velocity Field Measurements in Gas-Phase Turbulent Jets. In: *17th Int Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2014, S. 1–11
- [92] PETERS, Norbert: *Turbulent combustion*. Cambridge University Press, 2000 (Cambridge monographs on mechanics)
- [93] PICHON, S. ; BLACK, G. ; CHAUMEIX, N. ; YAHYAOU, M. ; SIMMIE, J. ; CURRAN, H. ; DONOHUE, R.: The combustion chemistry of a fuel tracer: Measured flame speeds and ignition delays and a detailed chemical kinetic model for the oxidation of acetone. In: *Combustion and Flame* 156 (2009), Nr. 2, S. 494–504
- [94] PITTS, W. M.: Assessment of theories for the behavior and blowout of lifted turbulent jet diffusion flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 22 (1989), Nr. 1, S. 809–816

- [95] PLANCK, M.: Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. In: *Annalen der Physik* 309 (1901), Nr. 3, S. 553–563
- [96] POINSOT, T. ; VEYNANTE, D.: *Theoretical and numerical combustion*. 3. ed. CNRS, 2011
- [97] POPE, S. B.: *Turbulent flows*. 4. print. Cambridge Univ. Press, 2006
- [98] PRASAD, A. K.: Stereoscopic particle image velocimetry. In: *Experiments in Fluids* 29 (2000), Nr. 2, S. 103–116
- [99] PRASAD, A. K. ; JENSEN, K.: Scheimpflug stereocamera for particle image velocimetry in liquid flows. In: *Applied optics* 34 (1995), Nr. 30, S. 7092–7099
- [100] RAFFEL, M. ; WILLERT, C. E. ; WERELEY, S. T. ; KOMPENHANS, J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Springer, 2007 (Experimental Fluid Mechanics)
- [101] REHM, J. ; CLEMENS, N.: The association of scalar dissipation rate layers and OH zones with strain, vorticity, and 2-D dilatation fields in turbulent nonpremixed jets and jet flames. In: *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 1999, S. 1–21
- [102] REHM, J. ; CLEMENS, N. T.: The relationship between vorticity/strain and reaction zone structure in turbulent non-premixed jet flames. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 1113–1120
- [103] RENOU, B. ; BOUKHALFA, A. ; PUECHBERTY, D. ; TRINITÉ, M.: Effects of stretch on the local structure of preely propagating premixed low-turbulent flames with various lewis numbers. In: *Symposium (International) on Combustion* 27 (1998), Nr. 1, S. 841–847
- [104] RENOU, B. ; BOUKHALFA, A. ; PUECHBERTY, D. ; TRINITÉ, M.: Local scalar flame properties of freely propagating premixed turbulent flames at various Lewis numbers. In: *Combustion and Flame* 123 (2000), Nr. 4, S. 507–521
- [105] RENOU, B. ; MURA, A. ; SAMSON, E. ; BOUKHALFA, A.: Characterization of the local flame structure and the flame surface density for freely propagating premixed flames at various lewis numbers. In: *Combustion Science and Technology* 174 (2002), Nr. 4, S. 143–179
- [106] REYNOLDS, O.: An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. In: *Royal Society (Great Britain). Philosophical transactions*, (1883), Nr. v. 174, pt. 3, S. 935–982
- [107] RICHARDSON, L. F.: *Weather Prediction by Numerical Process*. Cambridge University Press, 1922
- [108] ROTTA, J. C.: *Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik*. Bd. 8: *Turbulente Strömungen: Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung*. Univ.-Verl. Göttingen and Niedersächsische Staats-und Universitätsbibliothek, 2010

- [109] SANTORO, V. S. ; LIÑÁN, A. ; GOMEZ, A.: Propagation of edge flames in counterflow mixing layers: Experiments and theory. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 28 (2000), Nr. 2, S. 2039–2046
- [110] SCARANO, F.: Tomographic PIV: principles and practice. In: *Measurement Science and Technology* 24 (2013), Nr. 1, S. 012001
- [111] SCHEFER, R. W.: Three-Dimensional Structure of Lifted, Turbulent-Jet Flames. In: *Combustion Science and Technology* 125 (1997), Nr. 1-6, S. 371–394
- [112] SCHULZ, C. ; DREIZLER, A. ; EBERT, V. ; WOLFRUM, J.: Combustion Diagnostics. In: TROPEA, C. (Hrsg.) ; FOSS, J. F. (Hrsg.) ; YARIN, A. L. (Hrsg.): *Springer Handbook of Experimental fluid mechanics*. Berlin : Springer Science+Business Media, 2007, S. 1241–1315
- [113] SCHULZ, C. ; SICK, V.: Tracer-LIF diagnostics: Quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 31 (2005), Nr. 1, S. 75–121
- [114] SCIACCHITANO, A. ; WIENEKE, B. ; SCARANO, F.: PIV uncertainty quantification by image matching. In: *Measurement Science and Technology* 24 (2013), Nr. 4, S. 045302
- [115] SECREST, D.: Theory of Rotational and Vibrational Energy Transfer in Molecules. In: *Annual Review of Physical Chemistry* 24 (1973), Nr. 1, S. 379–406
- [116] SMYTH, K. C. ; CROSLEY, D. R.: Detection of Minor Species with Laser Techniques. In: KOHSE-HÖINGHAUS, K. (Hrsg.) ; JEFFRIES, J. B. (Hrsg.): *Applied combustion diagnostics*. New York : Taylor & Francis, 2002 (Combustion), S. 9–68
- [117] SOLOFF, S. M. ; ADRIAN, R. J. ; LIU, Z-C: Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1441–1454
- [118] SOMERS, B.: *The Simulation of Flat Flames with Detailed and Reduced Chemical Models*. Eindhoven, NL, Technische Universiteit Eindhoven, Dissertation, 1994
- [119] SOULOPOULOS, N. ; HARDALUPAS, Y. ; TAYLOR, A. M. K. P.: Scalar dissipation rate measurements in a starting jet. In: *Experiments in Fluids* 55 (2014), Nr. 3
- [120] SPURK, Joseph H. ; AKSEL, N.: *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen ; mit Aufgaben und Übungsbeispielen auf CD-ROM*. 7. Aufl. Springer, 2007 (Springer-Lehrbuch)
- [121] SREENIVASAN, K. R.: On Local Isotropy of Passive Scalars in Turbulent Shear Flows. In: *Proceedings: Mathematical and Physical Sciences, Series A: Mathematical and Physical Sciences* 434 (1991), Nr. 1890, S. 165–182
- [122] SWEENEY, M. S. ; HOCHGREB, S. ; DUNN, M. J. ; BARLOW, R. S.: Multiply conditioned analyses of stratification in highly swirling methane/air flames. In: *Combustion and Flame* 160 (2013), Nr. 2, S. 322–334

- [123] TACINA, K. M. ; DAHM, W. J.: Effects of heat release on turbulent shear flows. Part 1. A general equivalence principle for non-buoyant flows and its application to turbulent jet flames. In: *J. Fluid Mech. (Journal of Fluid Mechanics)* 415 (2000), S. 23–44
- [124] TACKE, M. M. ; GEYER, D. ; HASSEL, E. P. ; JANICKA, J.: A detailed investigation of the stabilization point of lifted turbulent diffusion flames. In: *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion Volume One* 27 (1998), Nr. 1, S. 1157–1165
- [125] TENNEKES, H. ; LUMLEY, J. L.: *A first course in turbulence*. MIT Press, 1972
- [126] THURBER, M. C. ; GRISCH, F. ; HANSON, R. K.: Temperature imaging with single- and dual-wavelength acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Optics Letters* 22 (1997), Nr. 4, S. 251
- [127] THURBER, M. C. ; GRISCH, F. ; KIRBY, B. J. ; VOTSMEIER, M. ; HANSON, R. K.: Measurements and modeling of acetone laser-induced fluorescence with implications for temperature-imaging diagnostics. In: *Applied Optics* 37 (1998), Nr. 21, S. 4963
- [128] THURBER, M. C. ; HANSON, R. K.: Simultaneous imaging of temperature and mole fraction using acetone planar laser-induced fluorescence. In: *Experiments in Fluids* 30 (2001), Nr. 1, S. 93–101
- [129] THUROW, B. S. ; FAHRINGER, T. ; JOHNSON, K. ; HELLMAN, S.: Comparison of Plenoptic PIV and Stereo PIV Measurements in a Wing Tip Vortex. In: *17th Int Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2014, S. 1–9
- [130] TROPEA, C. (Hrsg.) ; FOSS, J. F. (Hrsg.) ; YARIN, A. L. (Hrsg.): *Springer Handbook of Experimental fluid mechanics*. [Online-Ausg.]. Berlin : Springer Science+Business Media, 2007
- [131] TRUNK, P. J.: *Zeitaufgelöste Verbrennungsdiagnostik zur Untersuchung der Bewegung von Flammen in turbulenten Strömungsfeldern*. Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2013
- [132] TRUNK, P. J. ; BOXX, I. ; HEEGER, C. ; MEIER, W. ; BÖHM, B. ; DREIZLER, A.: Premixed flame propagation in turbulent flow by means of stereoscopic PIV and dual-plane OH-PLIF at sustained kHz repetition rates. In: *Proceedings of the Combustion Institute* 34 (2013), Nr. 2, S. 3565–3572
- [133] UPATNIEKS, A. ; DRISCOLL, J. F. ; RASMUSSEN, C. C. ; CECCIO, S. L.: Liftoff of turbulent jet flames—assessment of edge flame and other concepts using cinema-PIV. In: *Combustion and Flame* 138 (2004), Nr. 3, S. 259–272
- [134] VAN BASSHUYSEN, R. (Hrsg.) ; SCHÄFER, F. (Hrsg.): *Handbuch Verbrennungsmotor: Grundlagen, Komponenten, Systeme, Perspektiven*. 4., aktualisierte und erw. Aufl. Wiesbaden : Vieweg, 2007 (ATZ-MTZ Fachbuch)

- [135] VAN DYKE, M.: *An album of fluid motion*. 12. printing. Parabolic Press, 2008
- [136] VERSLUIS, M.: High-speed imaging in fluids. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), Nr. 2
- [137] VERVISCH, L. ; TROUVÉ, A.: LES modeling for lifted turbulent jet flames. In: *Proceedings of the Summer Programm*. Center for Turbulence Research, 1998, S. 1–18
- [138] WARHAFT, Z.: Passive Scalars in Turbulent Flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* 32 (2000), Nr. 1, S. 203–240
- [139] WARNATZ, J. ; MAAS, U. ; DIBBLE, R. W.: *Verbrennung: Physikalisch-Chemische Grundlagen, Modellierung und Simulation, Experimente, Schadstoffentstehung*. 3., aktualisierte und erweiterte Auflage. Springer Berlin Heidelberg, 2001
- [140] WEBER, V. ; BRÜBACH, J. ; GORDON, R. L. ; DREIZLER, A.: Pixel-based characterisation of CMOS high-speed camera systems. In: *Applied Physics B* 103 (2011), Nr. 2, S. 421–433
- [141] WEINKAUFF, J. ; GREIFENSTEIN, M. ; DREIZLER, A. ; BÖHM, B.: Time resolved three-dimensional flamebase imaging of a lifted jet flame by laser scanning. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015), Nr. 10, S. 105201
- [142] WEINKAUFF, J. ; KÖSER, J. ; MICHAELIS, D. ; PETERSON, B. ; DREIZLER, A. ; BÖHM, B.: Volumetric flame measurements in a lifted turbulent jet flame using tomographic reconstruction of chemoluminescence. In: *17th Int Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2014, S. 1–11
- [143] WEINKAUFF, J. ; MICHAELIS, D. ; DREIZLER, A. ; BÖHM, B.: Tomographic PIV measurements in a turbulent lifted jet flame. In: *Experiments in Fluids* 54 (2013), Nr. 12
- [144] WEINKAUFF, J. ; TRUNK, P. J. ; FRANK, J. H. ; DUNN, M. J. ; DREIZLER, A. ; BÖHM, B.: Investigation of flame propagation in a partially premixed jet by high-speed-Stereo-PIV and acetone-PLIF. In: *Proceedings of the Combustion Institute* (2014)
- [145] WESTERWEEL, J.: Fundamentals of digital particle image velocimetry. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1379–1392
- [146] WIENEKE, B.: Stereo-PIV using self-calibration on particle images. In: *Experiments in Fluids* 39 (2005), Nr. 2, S. 267–280
- [147] WIENEKE, B.: PIV uncertainty quantification from correlation statistics. In: *Measurement Science and Technology* 26 (2015), Nr. 7, S. 074002
- [148] WILLERT, C. E.: Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), Nr. 12, S. 1465–1479

- [149] YIP, B. ; MILLER, M. F. ; LOZANO, A. ; HANSON, R. K.: A combined OH/acetone planar laser-induced fluorescence imaging technique for visualizing combustng flows. In: *Experiments in Fluids* 17 (1994), Nr. 5, S. 330–336